



TITLE:

高周波プラズマ型荷電粒子源の開発とその応用(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

酒井, 滋樹

CITATION:

酒井, 滋樹. 高周波プラズマ型荷電粒子源の開発とその応用. 京都大学, 2009, 博士(工学)

ISSUE DATE:

2009-03-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.r12337>

RIGHT:

高周波プラズマ型
荷電粒子源の開発とその応用

2008 年

酒井 滋樹

概要

日常生活に半導体を内蔵した、テレビ、冷蔵庫、電子レンジといったいわゆる白物家電が普及しているが、テレビは2011年にはアナログ放送が終了し、デジタル放送に変わる。京都でも2005年から試験的にデジタル放送が受信できるようになっている。テレビ局からの送信された電波を、各家庭のテレビで受信し、信号を復号化してブラウン管に映し出すアナログ処理から、デジタルとして送信された信号から、画像以外の情報も同時に取り出すことが可能となる。画像以外の情報を取り出すには、テレビの中に情報をメモリでためこみ、その信号を高速で処理する機能が必要となる。これらの機能を実現するのが、半導体集積回路であり、デジタル家電がここ10年の間に一般家庭に浸透してきた。

デジタル家電と同じ様に10年前から携帯電話が普及し、一人一台あるいは人によっては複数台携帯電話を所有する様になった。電話線の設置の必要の無いことから、土地と人口が大きな、たとえば中国では所有台数が増加している。電話そのものは電波を受信し、会話をする機能であるが、メールのやりとり、電話番号、アドレスの記憶、最近では携帯電話に解像度の高いカメラが付属されており、カメラを動かすドライバのみならず、高画質の映像を保存する容量の大きなメモリが必要となる。誰でも所有できる家電、情報機器に対応した半導体集積回路となると、誰でも購入できる価格が必要となる。

多くの情報を高速で処理するためには、容量の大きいメモリと高速に動作する演算処理が必要となる。誰でも購入できる価格にするには、半導体集積回路の大量生産を実現する必要がある、半導体製造では一つの単位となるシリコンウェーハの大きさを大口径にしている。これらを実現するために、一方では半導体集積回路は微細化がすすみ、現在ではトランジスタ一つのサイズがおおよそ50 nmと原子の数を数えることができるほど小さくなっている。他方では一枚のシリコンウェーハのサイズが直径300 mmであり、2015年には直径450 mmに大きくなると予想されている。

トランジスタにはpn接合が本質であるが、そのp型、n型をシリコンウェーハ上で実現するために、物理的に制御性に優れるイオン注入が用いられている。シリコン半導体の時は、p型を作るにはホウ素、n型を作るにはリン、砒素を不純物として埋め込む。埋め込む深さ、量でトランジスタ特性を設計、調整する。イオン注入はホウ素、リン、砒素といった不純物をプラズマによりイオン化し、電気的にエネルギーを持たせ、真空中に持ち込んだシリコンウェーハに注入する。エネルギーが注入の深さを制御し、イオンを電流計測することで量を制御することができる。

イオン注入についても、トランジスタの微細化、シリコンウェーハの大口径化に対応する必要がある。微細化によりトランジスタのサイズが50 nmと小さくなるが、深さ方向についても浅くなり、エネルギーを低くする必要がある。たとえばトランジスタ内のソース、

ドレイン部分の接合の深さも10 nmより浅くなる。イオンとして注入された原子はシリコン結晶をアニールすることにより活性化しキャリアとなるが、接合の深さもアニールすることにより深くなる。接合の深さ10 nmはイオン注入後のアニールを含めた値である。通常これらの深さを得るには、ホウ素、リン、砒素のエネルギーを少なくとも数 keV以下にする必要がある。

大口径のシリコンウェーハに数 keV以下のイオンビームを注入するときに問題となるのは、低エネルギーイオンビームの輸送である。イオンビームを輸送するときイオンは荷電粒子であるので電荷を持つ。低速になると電荷と電荷との距離が短くなり、クーロン力により反発する、空間電荷によるイオンビームの発散により輸送が困難となる。この問題を解決するには、輸送距離を短くする、電荷と電荷との距離を長くする、あるいは正イオンビームの輸送時には電子といった逆の電荷を導入することで、空間電荷中和を行うといった方法が考えられる。

本研究では、低エネルギー大面積のイオンビームを輸送するために、輸送距離を短くし、電荷と電荷の距離を長くする方法を用いる。イオンを生成するイオン源とシリコンウェーハとの距離を短くし、なおかつ輸送するイオンビームの面積をシリコンウェーハより大きい面積にする。

イオン源の中のプラズマはいろいろなイオンの混合物である。現在のイオン注入装置はイオン源から引き出されたイオンを電磁石で質量分離をして、目的のイオンのみ選択する。質量分離することによりビームの輸送距離が長くなり、なおかつ平面でのビーム輸送が困難となる。イオン源の中で、目的とするイオン種のみ生成することが可能となれば、質量分離の必要は無くなる。さらに大面積でのビーム輸送が可能となる。

大面積のビーム輸送をするためには、大面積のビーム自身の均一性が良く無ければならない。シリコンウェーハに集積化したチップが数100個搭載されているが、イオン注入では、シリコンウェーハ面内に均一に不純物を導入する必要がある。これによりチップ間のばらつきが無くなる。イオン源自身に均一性を確保する機能があればこの問題は解決する。

微細化した半導体デバイスでは、これまで以上に金属汚染量が厳しくなっており、イオン注入時にエネルギーを持って金属イオンが入り込むのは限りなくゼロにするとともに、輸送中あるいは注入中にウェーハに付着する金属原子を注入量に対してppm以下に制御する必要がある。通常イオン注入で用いられるイオン源はフィラメントを用いた直流放電である。フィラメントといった陰極を用いると、電子を放出するためには、陰極材料を加熱する必要があるため、陰極材料原子がイオン化あるいは気化する可能性がある。陰極材料原子がシリコンウェーハに混入する可能性がある。この問題を解決するために、本研究ではイオン源のプラズマ生成の方式として高周波放電を用いた。これにより陰極材料を気にする必要が無くなる。

高周波放電で目的とするイオン種のみ生成することで、短い距離でのイオンビーム

輸送が可能となる。また、大面積プラズマの均一性を制御することで、大面積でのイオンビーム輸送が可能となる。プラズマ中のイオン種制御およびプラズマの均一性制御について本研究では可能とした。第1章の序論では本研究を行うに至った背景およびその必要性について述べる。

第2章では半導体材料ガスの電子エネルギーによるイオン化についての研究を行い、これにより目的とするイオンのプラズマ荷電粒子源内の選択的イオン化についての原理について論ずる。さらに高周波プラズマ型荷電粒子源の電子エネルギーの測定について紹介する。

第3章および第4章では、高周波プラズマ型荷電粒子源を用いたプラズマ内での選択的イオン生成について論ずる。第3章では、容量結合型高周波イオン源の高周波周波数を変化することで、プラズマ荷電粒子源内部のイオン種の制御が可能となり、これが電子のエネルギーと深く関係することを議論し、目的とするイオン種成分を99%までにすることができた。第4章では、カusp磁場構造の高周波イオン源を用いることで、磁場中の高周波プラズマの特性を研究するとともに、磁場と高周波電界を制御することでプラズマ中のイオン種の制御を行い、結果目的とするイオン種の成分比を99.9%までにすることができた。

第5章では500 MHz高周波イオン源のプラズマ内の均一性制御について論ずる。イオン源と高周波の波長とが同程度の長さになることを利用してプラズマ源内部の空間的プラズマ分布を制御することに成功した。

第3章から第5章までは、電子のエネルギーを高周波電界および磁界を用いることで調整することで、プラズマ中のイオン種の制御および大面積イオンビームの面内分布の制御が可能となった。プラズマ中の電子のエネルギーを高周波放電により制御することは、同じイオン注入装置でシリコンウェーハの直前に電荷中和のためのプラズマフラッドガンについても同じ要求である。電子のエネルギーを数eVにし、重金属汚染の心配の無い荷電粒子源を実現することがプラズマフラッドガンには要求される

第6章および第7章については、イオン注入装置のシリコンウェーハ直前に用いるプラズマフラッドガンについて、電子の低エネルギー化および300 mmウェーハに対応した装置としての実用化について論じる。第6章では2.45 GHzのマイクロ波放電と磁場を制御することで、荷電粒子源から低エネルギーの電子放出に成功したことを論じ、第7章については半導体製造装置として300 mmシリコンウェーハに対応し、実用化に成功したプラズマフラッドガンについて紹介する。

謝辞

本研究をまとめるにあたり、多くのかたにご指導とご協力を頂きましたことを深く感謝いたします。京都大学大学院工学研究科電子工学専攻 石川順三教授には、本論文をまとめるにあたり、適切で丁寧なアドバイスを頂きました。心より感謝の意を表し、ここに厚く御礼を申し上げます。京都大学大学院工学研究科電子工学専攻の橘邦英教授、京都大学大学院工学研究科の光・電子理工学教育研究センター 高岡義寛教授には、本論文をまとめるにあたり、貴重な御意見、助言を頂き、深く感謝し厚く御礼を申し上げます。

京都大学大学院工学研究科電子工学専攻の後藤康仁准教授、京都大学大学院工学研究科電子工学専攻の辻博司助教には、研究会において貴重な助言と温かいご指導を頂き、心より感謝いたします。

本研究は、日新電機株式会社研究開発本部時代から、日新イオン機器株式会社に分社化する前後の研究をまとめたものです。遂行するにあたり、機会を与えていただきました、日新イオン機器株式会社顧問の松田耕自博士には心より感謝を致します。丹上正安博士には日新電機から日新イオン機器に至るまで上司としてお世話になるとともに、本研究の研究・開発および製品化に至るまでご指導を頂きましたこと感謝を致します。

高周波プラズマ型大面積イオン源ではともに研究開発を行った、日新電機株式会社の高橋正人氏には、実際の設計と多くの助言を深く感謝を致します。実験にあたり森光勤氏、企業研修でこられていた長岡科学技術大学の中山真樹氏には実験および計測機器の作成にあたり協力頂きました。ここに感謝いたします。

高周波型プラズマフラッドガンの研究開発および製品化においては、日新イオン機器の藤田秀樹博士に貴重な意見および助言を頂きました。ここに深く感謝します。濱本成顕氏には、製品化にあたり尽力頂き深く感謝を致します。日新イオン機器株式会社の設計部門には深く感謝いたします。

また、本研究に対し日新イオン機器の内藤勝男取締役には貴重な意見と助言を頂きました。深く感謝を致します。

日新イオン機器の松本貴雄センター長、長井宣夫社長には本論文をまとめるにあたり機会を与えていただいたこと深く感謝いたします。

最後に本論文を完成するにあたり、支えてくれた家族に心より感謝します。

目次

概要	i
謝辞	iv
目次	v
第1章 序論	1
1-1. 緒言	1
1-2. 高周波プラズマ型荷電粒子源の現状と課題	2
1-3. 半導体製造用高周波プラズマ型荷電粒子源	3
1-4. 本研究の目的と論文の構成	4
1-4-1. 本研究の目的	4
1-4-2. 本論文の構成	5
参考文献	7
第2章 半導体材料ガスのプラズマ電子エネルギー制御による選択的 イオン化	8
2-1. 半導体材料ガスの電子衝突電離	9
2-1-1. 四重極分析器の構造	10
2-1-2. 半導体材料ガスのイオン化	10
2-1-2-a. ジボラン	10
2-1-2-b. フォスフィン	12
2-1-2-c. アルシン	14
2-1-2-d. 水素	15
2-1-2-e. 酸素	16

2-1-3. 水素イオン除去荷電粒子源	17
2-2. 高周波プラズマ中の荷電粒子の測定	18
2-2-1. イオンビームに含まれるイオン種の測定	19
2-2-1-a. E×Bフィルタ	19
2-2-1-b. E×B質量分析システムの構成	19
2-2-1-c. E×Bによるイオンビームの質量分析	20
2-2-3-d. 容量結合型高周波イオン源のバイアス電圧の測定	21
2-2-2. プローブによるプラズマ中の電子温度の測定	24
2-2-3. 交流重畳法による電子エネルギー分布の測定	26
2-2-3-a. 交流重畳法による電子エネルギー分布関数の測定	28
2-2-3-b. 電子エネルギー分布の測定	29
2-3. まとめ	29
参考文献	30

第3章 容量結合型高周波イオン源によるイオン種制御..... 31

3-1. 高周波周波数による容量結合型プラズマの変化.....	31
3-2. 高周波周波数によるイオン種の制御.....	34
3-2-1. ジボランイオン	34
3-2-1-a. エネルギーによる引き出し特性	34
3-2-1-b. 水素希釈ジボランイオンの周波数による成分比変化	36
3-2-2. フォスフィンイオン	40
3-2-3. アルシンイオン	41
3-3. 電子エネルギーとイオン種の制御	44
3-3-1. 高周波条件を変化したときのターゲット電圧および振幅電圧の変化 ..	45
3-4. まとめ	47
参考文献	49

第4章 カスプ磁場構造高周波イオン源によるイオン種制御..... 50

4-1. 磁場中の高周波によるイオン種制御.....	50
4-1-1. 磁場中の高周波放電の原理	50
4-1-2. カスプ磁界中の電子エネルギーの制御.....	55
4-1-2-a. 高周波型イオン源の構造	55
4-1-2-b. カスプ磁場構造100 MHz高周波プラズマ中の電子の振舞い	58

4-1-3. 磁場強度とジボラン・アルシン分子イオンの成分比変化.....	61
4-2. カस्प磁場中における500 MHz高周波放電	63
4-2-1. 500 MHz高周波放電の装置構成	63
4-2-2. カस्प磁場構造500 MHz高周波プラズマ中の電子の振舞い	64
4-2-3. 500 MHz高周波放電によるジボランプラズマの成分比変化	66
4-2-4. 500 MHz高周波放電によるアルシンプラズマの成分比変化.....	68
4-3. 高周波イオン源と成分比・プローブ測定	69
4-3-1. 高周波周波数に対するジボランプラズマ中の水素イオンの成分比率	69
4-3-2. 高周波周波数に対するフォスフィンプラズマ中の水素イオンの成分比 率	70
4-3-3. 500 MHz高周波ジボランプラズマ中電子のエネルギー分布.....	71
4-4. まとめ	73
参考文献	74
 第5章 高周波イオン源によるビームプロファイル制御	 75
5-1. FDTD法による500 MHz電磁波の伝播の解析	75
5-2. 500 MHz高周波イオン源の電磁波解析	77
5-2-1. 高周波周波数による電磁波の伝播.....	77
5-2-2. 蓋の大きさによる電磁波伝播の変化.....	80
5-2-3. 制御板取り付け時の電磁波の伝播.....	80
5-3. 均一性制御機能を持つ500 MHz高周波イオン源の構造	82
5-3-1. 高周波イオン源の構造	82
5-3-2. 500 MHz高周波イオン源とビームプロファイル制御機構	84
5-3-3. 高周波投入電力を増加したときのプロファイル変化	87
5-3-4. 制御板による面内均一性制御	89
5-4. まとめ	89
参考文献	90
 第6章 高周波プラズマ型電子源の開発.....	 91
6-1. イオン注入装置におけるプラズマフラッドガン	92
6-2. プラズマ電子源から放出する電子のエネルギー分布測定	94
6-3. プラズマ電子源による帯電電圧の変化.....	96
6-4. プラズマ電子源の電子エネルギー分布の比較	98

6-5. 横磁場と電子の振舞い	102
6-6. まとめ	103
参考文献	105
 第7章 高周波プラズマ型フラッドガンの半導体製造装置への応用	106
7-1. 300 mmイオン注入装置用高周波プラズマ型フラッドガンの構造	106
7-1-1. 300 mm対応高周波型PFGの放出電子の基本特性	108
7-1-2. 放出電子の分布	110
7-2. 中和性能評価	111
7-2-1. デバイスの構造	111
7-2-2. ゲート酸化膜の破壊	113
7-2-3. フィラメント型と高周波型PFGの帯電緩和性能の比較	114
7-3. まとめ	118
参考文献	119
 第8章 研究のまとめと展望	120
8-1. 本論文の結果のまとめ	120
8-2. 今後の展望	123
 本研究に関する発表	124
学術論文とプロシーディング(査読付)	124
プロシーディング	125
国内学会講演会	126

第 1 章 序論

1-1. 緒言

半導体産業の発展は、パーソナルコンピュータに始まり、携帯電話・デジタルカメラ・テレビといった家電製品の高機能化に貢献している。発展のキーワードとしては、デバイスの微細化であり、1980年代ではキロバイトのメモリが主流であったのが、1990年代ではメガバイト、そして現在の2000年代はギガバイトのメモリが主流となっている。キロバイトの世界では、数値情報の扱いがその主流であったのに対して、メガバイトの世界では音声情報、そしてギガバイトの世界では映像情報の記録・操作が可能となる。

イオン注入装置は半導体製造に用いられる。半導体のpn接合を実現するため、シリコン結晶中にp型のドーパント:ホウ素、n型のドーパント:リン、砒素をエネルギーとドーーズ量と注入角度を決めて注入する。レジストでパターニングされ、レジストの無いところはシリコン結晶へ注入、レジストのあるところはレジストへ注入されシリコン結晶に注入されないことにより、注入のパターニングが可能となる。注入された後はレジストを除去し、シリコン結晶をアニールすることにより注入されたドーパントがキャリアになる。イオン注入によりシリコンの結晶性が多少乱されるが、注入した後に熱を加え、アニールすることにより再結晶する。

半導体は「産業の米」と言われて久しいが、一つのウェーハから如何にたくさんのチップを安く取り出すかが工業的な意味を持つ。メモリの容量を増やすためには、トランジスタのサイズを小さくする。1980年代は一つのトランジスタサイズが1 μm 台であったのに対して、1990年代は1/4 μm 、そして2000年代は100 nm以下に微細化が進んでいる。トランジスタのサイズが大きくなると一つのチップサイズが大きくなり、1980年代は6インチのシリコンウェーハを用いてチップを作成していたが、1990年代は8インチ、現在の2000年代は12インチとウェーハの大口径化が進んでいる[1]。

イオン注入は、パターニングされたウェーハに制御されたイオン種・エネルギー・ドーーズ・注入角度で注入する工程である。トランジスタの微細化により、ドーパントの制御性が100 nm以下に対応すること、注入する面積が12インチすなわち300 mmに対応することが現在求められている。また微細化の進んだトランジスタでは、高純度であることが求められる。トランジスタの動作は現在では1 V以下であり、それらを信頼性よくなおかつ低消費電力で実現するには、誤動作を誘発する金属汚染を極力低減する必要がある[2]。

本研究では大口径ウェーハに対応した、大面積イオン源の開発を高周波放電により実現した。また、イオン注入時に発生する電荷蓄積を無くすため、電子中和装置・プ

ラズマフラッドガンを高周波放電により実現した。直流放電を用いると、フィラメントといった熱電子源が必要となる。この熱電子源は通常はタングステンといった高融点金属を高温に加熱して用いる。このため、材料の蒸発あるいは輻射による再蒸発といった金属汚染には不利な状況が発生する。フィラメントの無い、高周波放電を用いることで、金属汚染の無い注入あるいは電荷中和が実現できる。

1-2. 高周波プラズマ型荷電粒子源の現状と課題

高密度のプラズマを維持するためには、イオン閉じ込め時間を長く、中性粒子密度を高く、電離に適したエネルギーを持つ電子の密度を高くすることが必要になる。イオンの閉じ込め時間を長くするためには、イオンの消滅の原因となる金属表面の面積が小さいほど良く、電界・磁界を用いることにより実効的な面積を小さくすることができる。また中性粒子密度に関しては中性粒子密度が高くなるほどガス効率が悪くなるので、通常はガス圧力にして、 $0.1 \sim 1 \text{ Pa}$ の圧力に保つ必要がある[3]。電界、磁界を利用して電離電子を閉じ込め実効的に電子の密度を高くする。

電離をするための電子は、直流放電では熱電子放出が用いられる。熱電子放出をする材料、すなわち陰極材料は、タングステン・モリブデンといった高融点材料を用いたフィラメント、あるいは六硼化ランタン・チタン酸バリウムといった冷陰極材料が用いられている[3]。金属そのものあるいは金属の化合物が陰極材料になる。電子を放出するためには、金属あるいは金属化合物の温度を上げ、プラズマが生成してからは、プラズマ中に金属あるいは金属化合物が曝される。したがって、プラズマ中に金属イオンが少なからず存在する可能性があることになる。

さらに高融点材料は酸素のような活性なガス中ではすぐに酸化され、イオン源としての寿命を十分に得ることができない。これら陰極材料を用いた直流放電は半導体プロセスでは、プラズマ荷電粒子源と処理するウェーハの距離が長く、プラズマ荷電粒子源から直接ウェーハが望めない、質量分離・ビーム成形を兼ね備えた、ビームラインを用いたイオン注入用のイオン源として用いられている。

それに対して陰極材料を用いない放電を実現するのが高周波放電である。一般に工業用として用いられている、MHzオーダーの周波数(工業用では 13.56 MHz)の高周波放電では、1周期の電界の変動の間に電子はプラズマ生成室内の電極の間を行き来することができるが、イオンは殆ど動かない。これはちょうど電子が陰極から放出されるのと同じ現象である。陰極材料が無いので、酸素雰囲気中など活性なガスの放電に用いられ、半導体製造プロセスではエッチング・スパッタ装置などに用いられている[4]。

マイクロ波放電(よく用いられるのは 2.45 GHz)では、1周期の間にイオンも電子もプ

プラズマ生成室内の電極の間を行き来することができなくなる。しかしながら、87.5 mTの共鳴磁場を印加すると、電子がマイクロ波からエネルギーを吸収する、電子サイクロトロン共鳴吸収 (ECR) が発生する。これによりエネルギーを持った電子が動きまわるので、プラズマが維持される。多価イオンの生成・高真空中での放電に用いられる[5]。

高周波放電を用いたプラズマ荷電粒子源は高周波に用いる周波数帯域がMHzからGHzにわたる。これらの周波数と外部磁場を組み合わせることにより、プラズマの特性を変え、必要となるプラズマ荷電粒子源を本研究では実現した。

1-3. 半導体製造用高周波プラズマ型荷電粒子源

トランジスタのpn接合には、イオン注入が用いられる。シリコン半導体にp型のホウ素、n型のリンあるいは砒素といった不純物を注入し、注入後再結晶化することで接合を形成する。不純物にエネルギーを持たせ、真空中でシリコンウェーハに注入するためには、不純物イオンを形成するためのプラズマ荷電粒子源を用いている。半導体製造用ではイオン注入装置、液晶製造用にはイオンドーピング装置が用いられている[6,7]。またウェーハ近傍では、イオンの持つ電荷を補償するプラズマフラッドガンがある[8]。プラズマ中から低速の電子を引き出す機能を持つが、プラズマフラッドガンにもプラズマ荷電粒子源を用いている。

半導体デバイスは高集積化がすすむとともに、トランジスタサイズの微細化がすすむとともに、処理するシリコンウェーハの大口径化が進んでいる。

イオン注入は不純物をどれだけの深さにどれだけの量を制御して埋め込むかの技術であり、それに必要な要素は大きく三つある。イオン種・エネルギー・ドーズ量である。イオン種はホウ素・リン・砒素といった元素をプラズマ荷電粒子源にて生成した様々なイオンから、目的のイオンを如何に高精度に質量分離することである。エネルギーはイオン化したイオンを加速し、ウェーハに輸送することであり、加減速による異なるエネルギーの粒子混入を無くす必要がある。ドーズ量は単位面積あたりにどれだけ注入するかであり、精密な入射角度で大面積に均一に注入することが課題である。

半導体の微細化によりpn接合の厚さも薄くなり、より低いエネルギーでのイオン注入が求められる。現状のイオン注入装置では、イオン注入の三つの必要項目を満たすため、イオン源からシリコンウェーハまで数 m距離が必要である。低エネルギーのビーム輸送は、ビーム自身の空間電荷による発散により困難となる。さらに精密な入射角度で大面積に均一に注入するには空間電荷の発散をできるだけ少なくする必要がある。

この問題を解決するため、イオン源内部で必要なイオンのみをイオン化し、大面積イオン源からビームを引き出し、そのまま注入することを本研究では実施した。イオン

源を大面積化することで、イオン源とウェーハの距離を1 m以下とすることで、空間電荷の発散をできるだけ少なくした。高周波放電を用いることで、フィラメントによる重金属汚染が根本的に無くなる。プラズマ中に所望のイオンのみを生成する技術が必要となる。このためには、電離を担うプラズマ電子のエネルギーを制御することが必要となる。

シリコンウェーハに注入するにはウェーハ面内の注入均一性が求められる。面内での注入量・注入エネルギー・注入角度が同じであることが求められる。質量分離をしないでそのまま注入するためには、大面積イオン源での面内分布の制御が必要となる。

半導体製造用のイオン注入工程では、電荷もシリコンウェーハに輸送される。シリコンウェーハ上には、フォトレジストでパターンニングされたトランジスタがある。トランジスタは電氣的に絶縁された電極、たとえばゲート酸化膜を介したゲート電極があり、電荷が蓄積することで絶縁破壊が起きる。絶縁破壊はゲート酸化膜の信頼性に関わる現象であり、ひいてはトランジスタの信頼性につながる。トランジスタの微細化にともないゲート酸化膜の膜厚が薄くなる。180 nm世代のトランジスタはゲート酸化膜の厚みは6 nmであり、良質な酸化膜の絶縁破壊に至る電界は10 MV/cmであるので、およそ6 Vである。イオン注入による電荷蓄積を電子により中和するには、正電荷と同じ数だけ電子を供給すればよいが、現実的には不可能である。エネルギーを6 eV以下の電子を正電荷に比べて多めに供給することで、マイナスに電荷蓄積しても、ゲート酸化膜の劣化には至らない。[9]

また、プラズマフラッドガンから放出される電子はシリコンウェーハに向かって供給される。プラズマを生成するのにフィラメントなどの陰極を使用すると、その材料が蒸発しシリコンウェーハを汚染する。したがって、金属汚染を無くすにはフィラメントを用いない高周波放電によるプラズマ生成が望ましく、その電子エネルギーを数eV以内に抑えることが必要となる。ここでもプラズマ電子のエネルギーを制御する必要がある。

1-4. 本研究の目的と論文の構成

1-4-1. 本研究の目的

トランジスタのpn接合を作製する際、目的とするイオンを大面積・大電流で注入するにあたり、金属汚染の無い高周波放電を用い、プラズマ中のイオン種の制御をすることで、目的とするイオンをほぼ100%生成し、大面積プラズマの均一性を制御する、プラズマ荷電粒子源を開発することが本研究の一つの目的である。さらに高周波放電を用い、電子のエネルギーを数 eVに制御した半導体用イオン注入装置に用いられる

プラズマフラッドガンの開発がもう一つの目的である。

1-4-2. 本論文の構成

本論文は7つの章から構成される。

第1章の序論では本研究を行うに至った背景およびその必要性について述べる。半導体製造用イオン注入装置・液晶製造用イオンドーピング装置において、トランジスタのpn接合形成を作るには、不純物注入が必要であり、デバイスの高集積化・シリコンウェーハの大面积化により、低エネルギー大電流のビーム電流輸送および大面积へのイオン注入が必要となる。それを実現するには、プラズマ荷電粒子源とシリコンウェーハ間の距離をできるだけ短くする必要があり、大面积イオン源内部で目的とするイオン種を生成し、なおかつ大面积のプラズマの均一性を制御する技術が必要である。さらにシリコンウェーハからプラズマ荷電粒子源を見込むことができるので、金属・金属化合物を使用しないプラズマ生成、すなわち高周波放電が必要となる。

さらに、イオン注入時に発生する電荷中和用プラズマフラッドガンにおいて、数 eV の電子をプラズマ荷電粒子源から引き出す研究を行う。

第2章では半導体材料ガスの電子エネルギーによるイオン化についての研究を行い、これにより目的とするイオンのプラズマ荷電粒子源内の選択的イオン化についての可能性について論ずる。さらに高周波プラズマ型荷電粒子源の電子エネルギーの測定について紹介する。

第3章および第4章では、高周波プラズマ型荷電粒子源を用いたプラズマ内での選択的イオン生成について論ずる。第3章では、容量結合型高周波イオン源の高周波周波数を変化することで、プラズマ荷電粒子源内部のイオン種の制御が可能となり、これが電子のエネルギーと深く関係することを議論する。

第4章では、カusp磁場構造の高周波イオン源を用いることで、磁場中の高周波プラズマの特性を研究するとともに、磁場と高周波電界を制御することでプラズマ中のイオン種の制御を行う。

第5章では500 MHz高周波イオン源のプラズマ内の均一性制御について論ずる。イオン源と高周波の波長とが同程度の長さになることを利用してプラズマ源内部の空間的プラズマ分布を制御する。

第6章および第7章については、イオン注入装置の注入ウェーハ直前に用いるプラズマフラッドガンについて、電子の低エネルギー化および実用化について論じる。第6章では2.45 GHzのマイクロ波放電と磁場を制御することで、低エネルギーの電子放出が可能となることを論じ、第7章については半導体製造装置として実用化したプラズマフラッドガンについて紹介する。

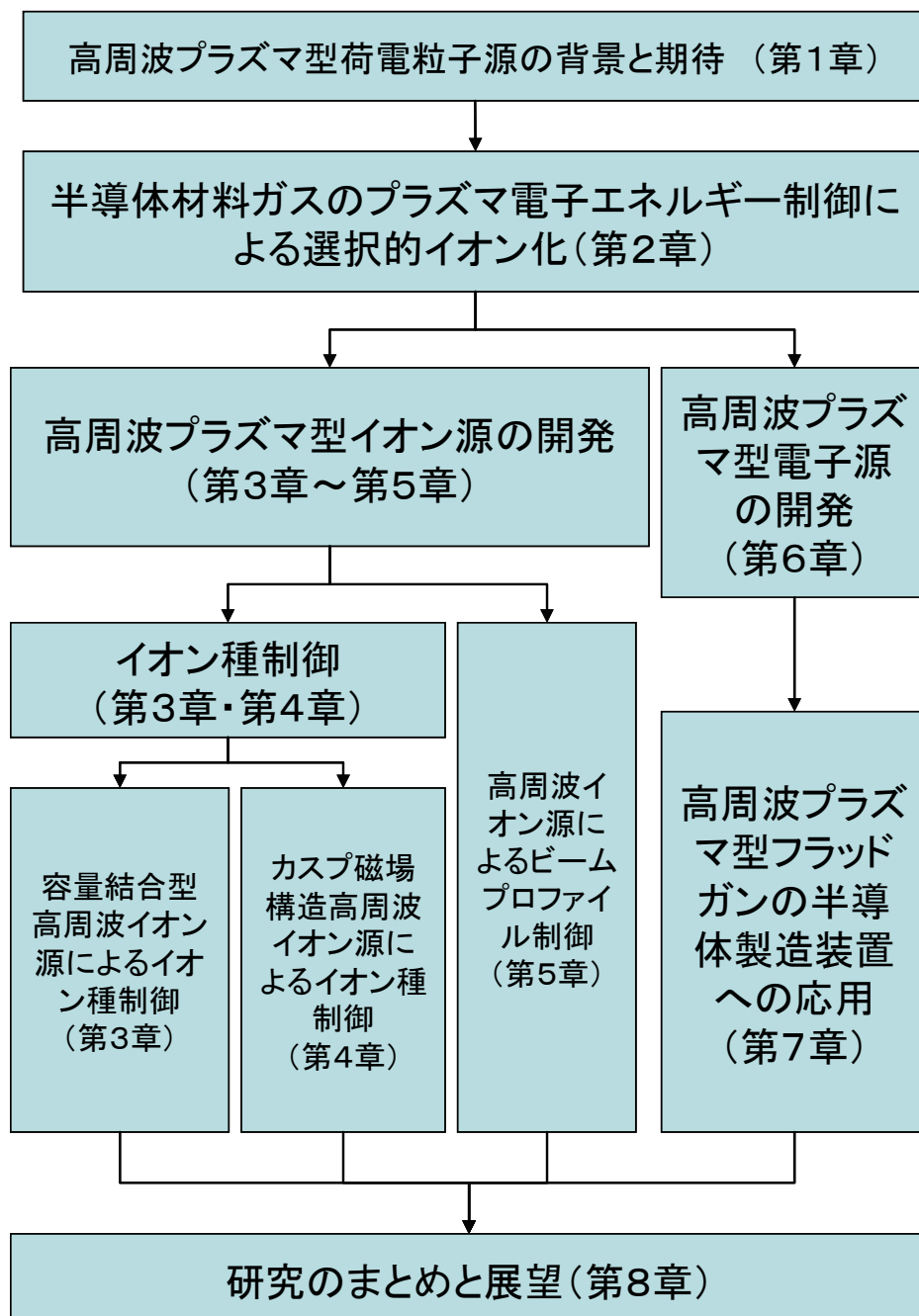


図 1-1. 本論文の構成

第8章の結論では、本研究で得られた知見をまとめ、結論を述べる。
本研究の構成を図1-1に流れ図として示す。

参考文献

- [1] 戸所義博: “半導体技術の進化-イノベーションから実用化まで-“, (社)日本半導体製造装置協会/SEMIジャパン, 東京 (2007).
- [2] 阿部孝夫, 小切間正彦, 谷口研二: “シリコン結晶とドーピング”, 丸善株式会社, 東京, (1986).
- [3] 石川順三: ”荷電粒子ビーム工学”, コロナ社, 東京 (2001).
- [4] Brian N. Chapman: ”プラズマプロセッシングの基礎”, 電気書院, 東京 (1985).
- [5] 赤崎正則, 村岡克紀, 渡辺征男, 蛭原健治: “プラズマ工学の基礎”, 産業図書, 東京 (1984).
- [6] T. Kawai, M. Naito, M. Tanjyo, N. Nagai, H. Kumazaki, K. Nishikawa, N. Nakaya, Y. Saito, S. Okuda, M. Hosono, Y. Tanaka, K. Iwasawa, M. Nakamura, Proceedings of the 1994 International Conference on Ion Implantation Technology, (1995) 470.
- [7] A. Yoshida, M. Nukayama, Y. Ando, M. Kitagawa, T. Hirao, Jpn J. Appl. Phys. 30 (1991) 67.
- [8] M. Tanjyo, S. Sakai, T. Ikejiri, K. Nakao, T. Nagayama, 2000 International Conference on Ion Implantation Technology Proceedings, Alpbach, Austria, IEEE Cat. No. 00EX432 (2000) 588.
- [9] 志村史夫: “半導体シリコン結晶工学”, 丸善株式会社, 東京 (1993).

第2章 半導体材料ガスのプラズマ電子エネルギー制御による選択的イオン化

最新のトランジスタの不純物導入に用いられるイオン注入は、浅い接合を必要とするため、数百 eVのビームを精度良く注入する必要がある。現在の300 mmシリコンウェーハへの注入を、商業ベースで考えると、少なくとも数mA以上のイオンビームを輸送する必要がある。数百 eV・数 mAの重イオンを真空中で輸送することは、空間電荷中和の無い高真空のビームラインでは、イオンビームの作る空間電荷による発散のため、数十 cm輸送するだけでもイオンビームが発散してしまう。シリコン半導体のpn接合を作るため、p型ドーパントではホウ素が、n型ドーパントではリン、砒素が用いられている。現在のイオン注入装置では、これらのドーパントにエネルギーを持たせ、シリコンウェーハに注入するために次のような構成を持つ。イオン源に目的とするホウ素・リン・砒素の半導体材料ガスを気体で導入し、プラズマを生成する。プラズマ中から目的とするイオンを電氣的に引き出し、引き出されたイオンビームを質量分離する。空間的あるいは時間的にビームを均一化してシリコンウェーハ全面に均一に注入する。イオン源からシリコンウェーハまでの距離は、短いもので2 m、長いもので5 m近くある。これらの距離を数百 eVの重イオンビームを数 mA以上輸送するのは至難の技である[1,2,3]。

この問題に対し、イオン源内部のプラズマ生成時に目的とするイオンのみ発生させる手法があれば、質量分離の必要が無くなる。質量分離する長さが不必要になるため輸送距離が短くなる。イオン源内部に導入する半導体材料ガスは、ドーパント材料の化合物である。これらのガスからプラズマを生成すると、構成原子の組み合わせに基づくイオンが生成される。これらのイオンはイオン化するエネルギーが違うので、プラズマ中の電子のエネルギーによりイオン化する材料の収量が制御できる。

シリコントランジスタの不純物として用いられるホウ素、リンおよび砒素の水素化合物であるジボラン(B_2H_6)、フォスフィン(PH_3)、アルシン(AsH_3)を水素希釈して半導体材料ガスとして用いる。半導体材料ガスには水素が化合物の中に存在するとともに、希釈水素の水素も材料ガスの中に存在する。これらの水素は化合物に比べてイオン化エネルギーが高い。プラズマ中の電子のエネルギーを水素のイオン化エネルギーより小さくすることが実現できれば、水素除去イオン源が可能となり、質量分析が必要なくなる。

本章ではこれらの半導体材料ガスのイオン化エネルギーについて測定を行う。それには、電子のエネルギーを変化することによりイオンの衝突断面積を測定する必要がある。

また、イオン源のプラズマ生成方法として、高周波を用いたプラズマ荷電粒子源を

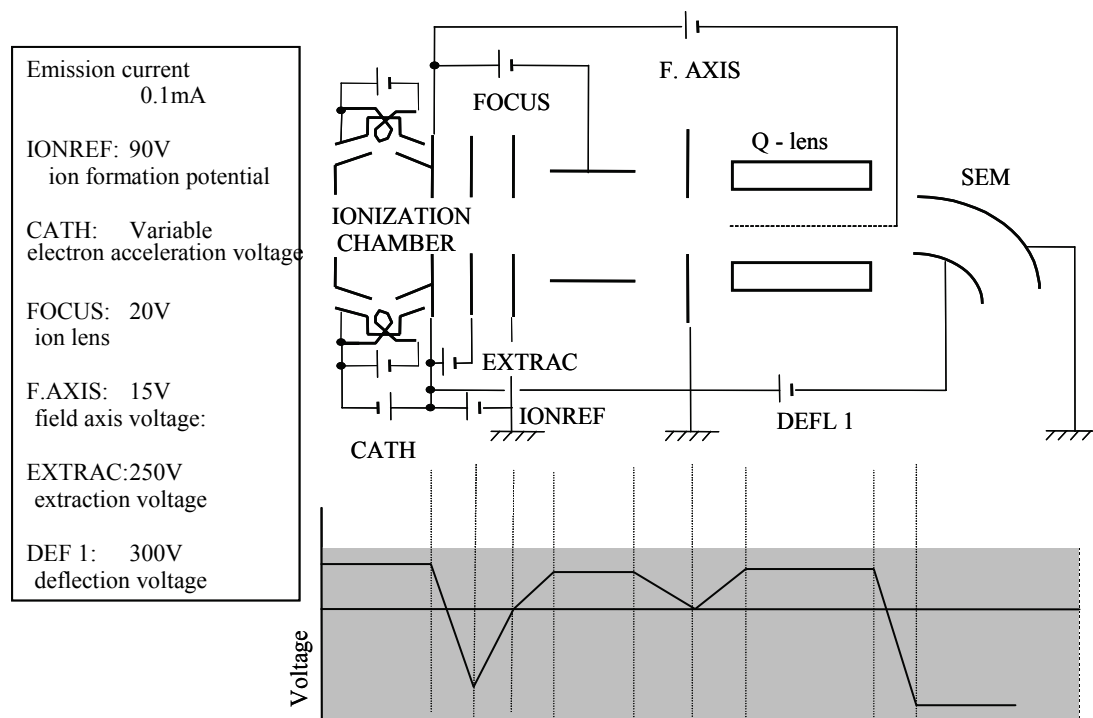


図 2-1. クロスビーム型イオン源を搭載した四重極分析器(QMA-430、BALZERS 社製)の概略図および電位分布図

用いる。商用周波数の13.56 MHzから500 MHzまで周波数を変化して、それぞれのプラズマ中の電子のエネルギーを測定する必要がある。本章ではそれらの方法についても述べる。

2-1. 半導体材料ガスの電子衝突電離

半導体材料ガス分子に電子を衝突させたときの、イオン化の様子を調べるため、電子のエネルギーを変化し、電子のエネルギーに対する半導体材料ガス分子のイオン化の過程を測定した。電子衝突により中性の分子が電離あるいは解離してゆく様子を四重極分析器(Quadrupole Mass Spectroscopy)を用い測定した。

2-1-1. 四重極分析器の構造

四重極分析器は残留ガス分析に用いられるが、残留ガスを電子衝突によりイオン化するイオン源部分と、生成したイオンを質量分析する四重極分析部に分けることができる[4]。用いたBALZERS社製QMA430の概略図を図2-1に示す。イオン源の両脇に二つのフィラメントカソードが設置されており、イオンビームの引き出し方向に対して垂直に電子を放出する。フィラメントはタングステン(W)とレニウム(Re)の合金線を用いており、直流電圧で加熱しカソード電圧を印加することで熱電子放出を行う。電子放出量はエミッション電流として表すことができ、測定ではカソード電圧によらず0.1 mAと固定した。カソード電圧で引き出された電子はイオン化チャンバー内の中性原子あるいは分子と衝突しイオン化する。電子のエネルギーはカソード電圧により調整することができ、10 Vから100 Vまで変化させた。

電離したイオンは光学系を通して90 Vのエネルギーで加速される。四重極分析器内に入射するときには15 Vに減速する。四重極分析器には直流バイアスした2.25 MHzの高周波電圧を印加しており、質量分離が行われる。質量分離されたイオンは3 kVに印加したCu-Beの二次電子増倍管でイオン電流を増幅し検出する。四重極分析器内におけるイオンの走行距離は約20 mmである。図2-1には電位分布についても表記した。

2-1-2. 半導体材料ガスのイオン化

2-1-2-a. ジボラン

四重極分析器内に水素希釈20 %ジボランガス($B_2H_6(20\%)/H_2$)を導入し、 2.5×10^{-3} Paの真空度にした。この真空度のときの平均自由行程は4800 mmであるので、四重極分析器内部のイオン化室ではジボラン分子と電子が一回衝突する。図2-2は電子のエネルギーを変化したときのジボラン分子の電子衝突電離の測定結果である。実験に用いたジボランガスはホウ素の同位体10および11が混入しているので、その存在比からジボラン分子イオンの特定を行った。

実験結果から、電子エネルギーが12.5 eVになるとジボラン分子がジボランイオン化する直接電離が起きていることが解る。ジボランイオンのイオン化エネルギーは11.38 eVなので実験値は若干高いエネルギーを表している[5]。

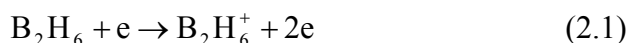
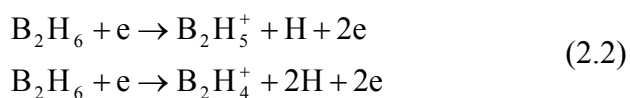


図2-2では、 $B_2H_6^+$ のイオン化エネルギーが 10^{-4} のイオン電流を基準にしたときに15.5 eV近辺にあるが、 10^{-5} 台のイオン電流が計測されており、 10^{-5} 台の測定では12.0 eVからイオン化が始まっている。これはR. Basnerらの測定と一致している[6]。

電子のエネルギーが13.0 eVになると、ジボラン分子が解離してイオン化する解離電離が起きる。



さらにエネルギーが高くなると水素原子がジボランから解離し、 B_2 分子イオンになる

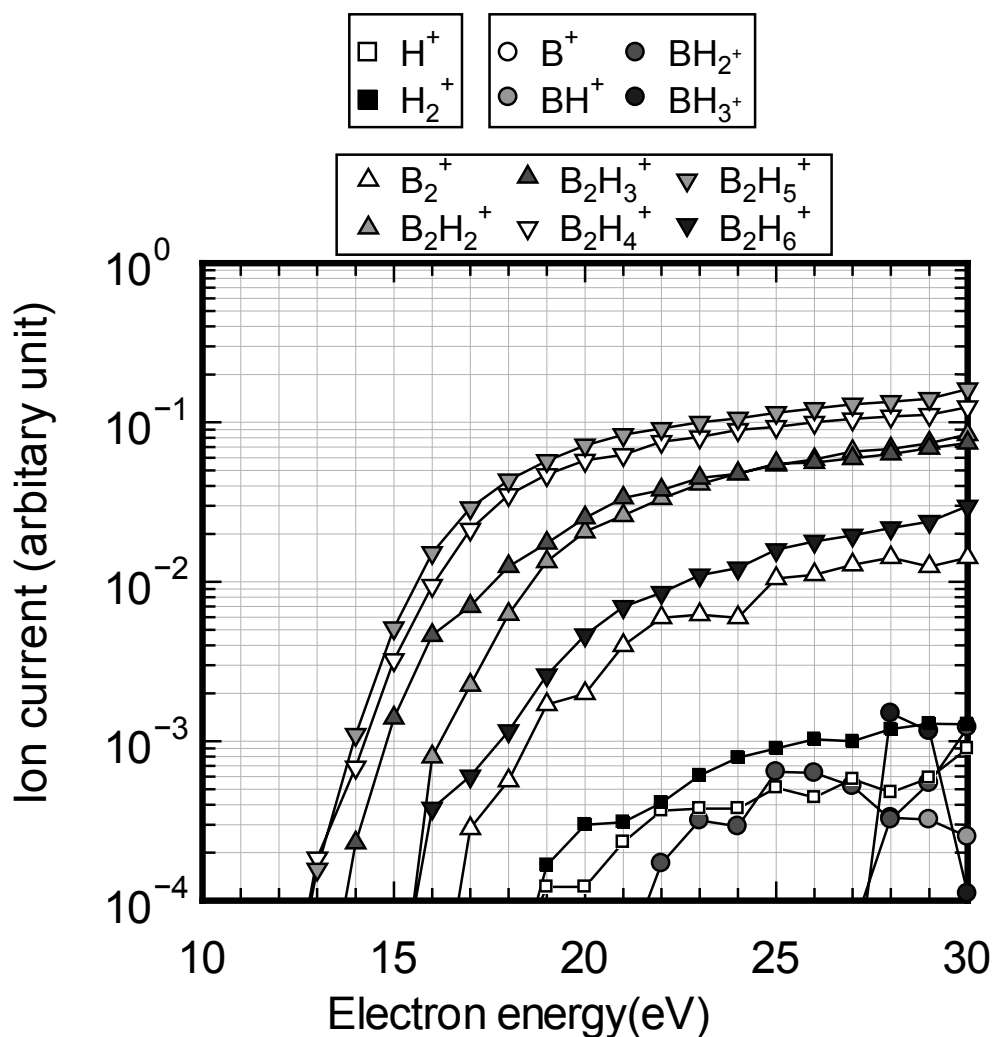


図 2-2. 水素希釈ジボラン分子の電子衝突電離測定結果

のは、17.0 eV以上の電子衝突のときである。水素イオンについては、18.5 eVの電子エネルギー以上で測定されていることが解る。18.5 eVまでジボランから乖離した水素原子はイオン化していないことが、これから解る。さらに21.5 eV以上でホウ素1原子のボランイオンが測定されている。

これらのことから、12.5 eVから18.5 eVの電子エネルギーの範囲では、ジボランイオン100%の状態であり、18.5 eVから21.5 eVの範囲では、ジボランイオンと水素イオンが混在し、21.5eV以上はジボランイオン、水素イオンおよびボランイオンが混在することが解る。このことから、ジボランイオン100%の状態を作るには、電子のエネルギーを12.5eVから18.5eVの範囲にすればよいことが解る。

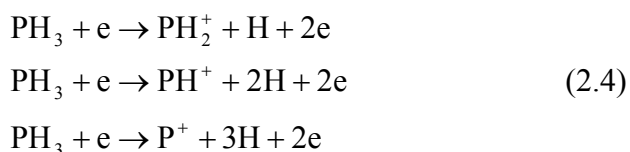
2-1-2-b. フォスフィン

水素希釈の20%フォスフィンガス(PH₃(20%)/H₂)を四重極分析器に導入した。そのときの真空度は 1.5×10^{-2} Paであり、平均自由行程は823 mmである。四重極分析器内部でのガスと電子との衝突は1回である。図2-3は実験で得られたフォスフィンイオン(PH_n, $n=0 \sim 3$)、水素イオン(H_n, $n=1,2$)およびジフォスフィンイオン(P₂H_n, $n=0 \sim 6$)の電子エネルギーに対する直接電離、解離電離の測定値である。実験値についてはガス中80 %を占める水素についても同時に加算している。

実験では電子エネルギーが12.0 eVでPH₃分子がイオン化しており、およそ0.5 eV毎に、PH₃分子の水素原子が乖離してイオン化することが解る。



上式の直接電離に対して、電子のエネルギーが高くなり13.0 eV程度になると、



といった解離電離が始まる。このとき水素原子はイオン化していないことが測定結果から解る。さらに電子のエネルギーが16.5 eVになると水素分子の直接電離が始まる。さらに15.5 eVから二分子のリンのイオンも微量ではあるが検出されていることが解る。



電子衝撃電離で生成したフォスフィンイオンとフォスフィン分子とが衝突して、生成したものと考えられる。フォスフィン分子(PH₃)のイオン化エネルギーは9.87 eVであるので、実験値は若干高いがほぼ一致している[5]。

電子のエネルギーが12.0 eVから15.5 eVの範囲ではフォスフィンイオンのみが生成し、15.5 eVから16.5 eVまではフォスフィンイオンとジフォスフィンイオンが生成し、16.5 eV以上ではフォスフィンイオンとジフォスフィンイオンさらに水素イオンが生成していることが解る。このことから、電子のエネルギーを12 eVから16.5 eVの範囲に制御すると水素イオンの生成の無いプラズマ状態にすることができ、電子のエネルギーを12 eVから15.5 eVの範囲に制御すると、水素イオン、ジフォスフィンイオンの無いフォスフィンイオン100%のプラズマ状態を作ることができる。

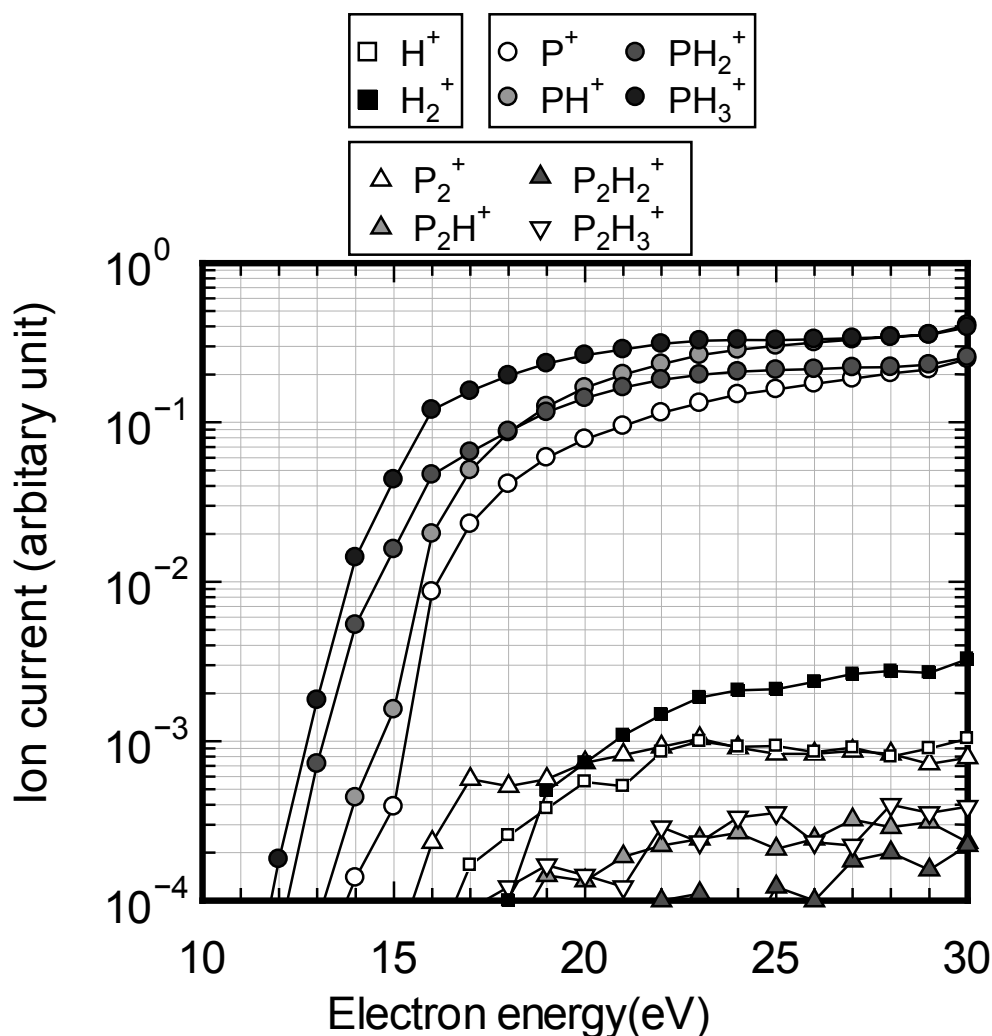
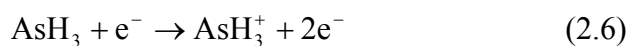


図 2-3. 水素希釈フォスフィン分子の電子衝突電離

2-1-2-c. アルシン

水素希釈15%アルシニングガス($\text{AsH}_3(15\%)/\text{H}_2$)を四重極分析器内部に導入し、カソード電圧を変化した。そのときの測定結果を図2-4に示す。

アルシン分子は砒素原子一つと水素原子が三つ結合しているが、電子エネルギーが12.5 eVのときは、次式で表すことのできる直接電離が起きる。



電子のエネルギーが13.5 eVになると、水素原子が乖離し始める。13.5 eVでは水素

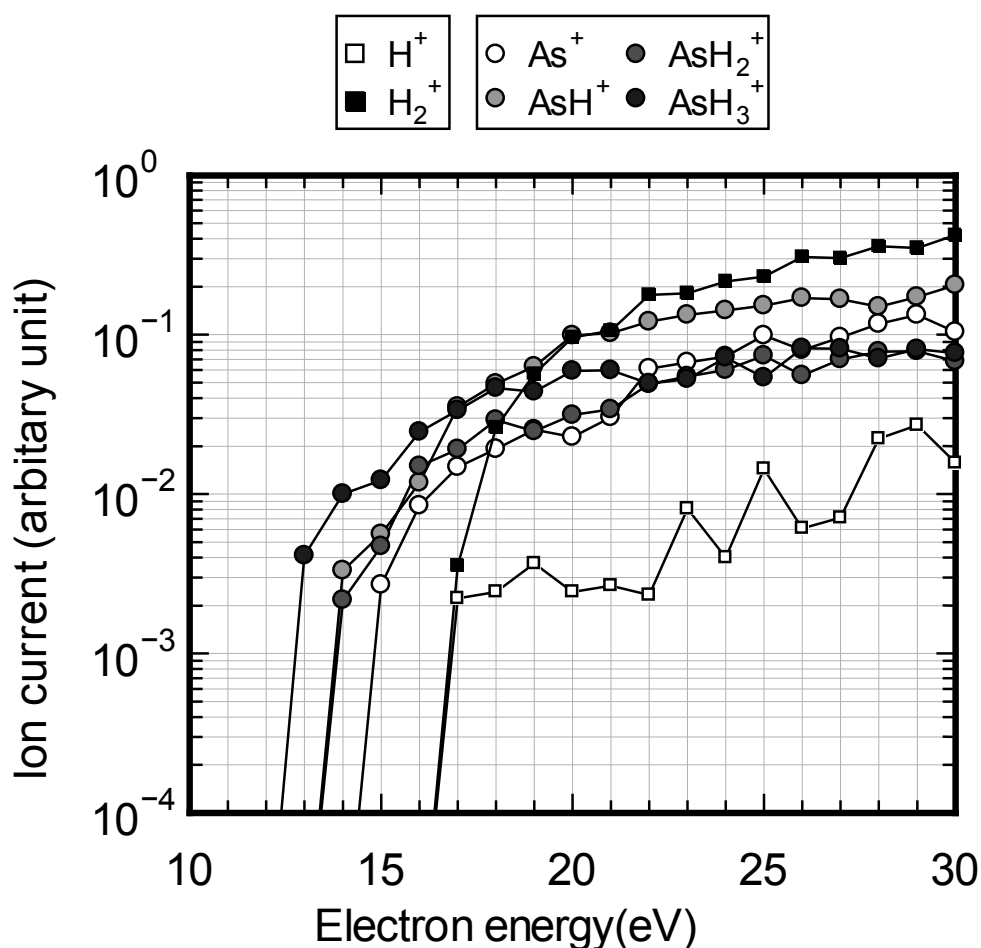
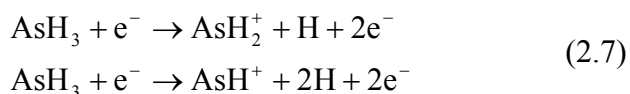
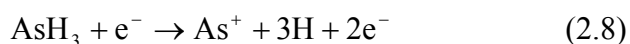


図 2-4. 水素希釈アルシン分子の電子衝撃電離

イオンを殆ど検出していないことから、次のイオン化となる。

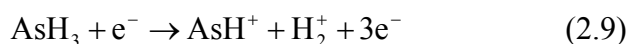


さらに14.5 eVになると、水素原子が三つ乖離し始め



なる乖離電離が起こり始める。

水素については、電子エネルギーが16.5 eVから検出し始めている。水素分子イオンがアルシンイオンと同程度生成していることから、



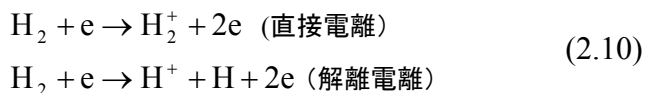
なる乖離電離が発生している。

アルシン分子のイオン化エネルギーは9.89 eV、水素分子のイオン化エネルギーは15.4 eVであるので実験値は1 eVほど高めになっている[5]。水素のイオン化エネルギーに比べアルシンのイオン化エネルギーが5 eV以上小さい。電子エネルギーが12.5 eVから16.5eVまではアルシン分子イオンが生成しているのに対して、16.5 eV以上はアルシンイオンと水素イオンが混在する。したがって電子のエネルギーを12.5 eVから16.5 eVまでにすることで、アルシンイオン100%の状態を作り出すことができる。

ジボラン・フォスフィンに比べ、アルシンの水素イオンの生成するエネルギーが2 eV小さい。これはアルシンの解離電離にともなう、水素イオンの生成が原因であると推測できる。

2-1-2-d. 水素

水素分子そのものの電離を次に測定する。水素分子H₂は次の二つの電離過程が存在することになる。



四重極分析管に 3.4×10^{-2} Paの水素ガスを導入して、電子衝撃電離について測定を行った。この真空度では平均自由行程が351 mmであるので水素イオンは電子の一回の衝突で電離する。

図2-5は電子のエネルギーを変化したときの直接電離による水素分子イオンと、解離電離による水素イオンを測定した結果である。直接電離および解離電離ともにほぼ

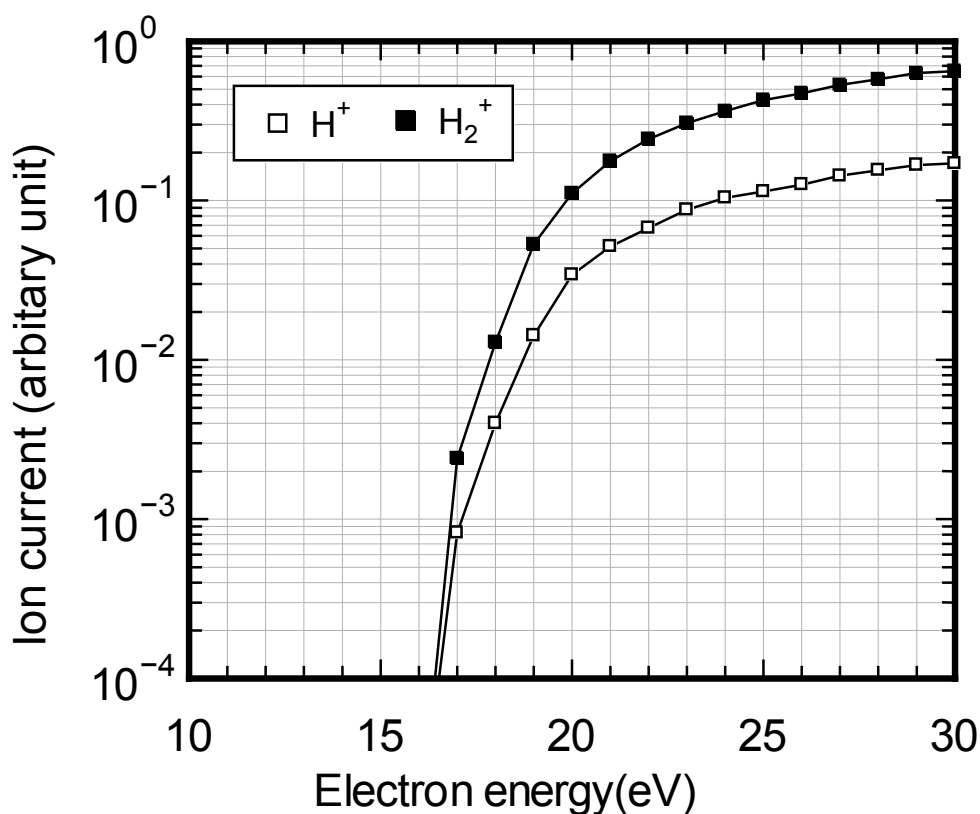


図 2-5. 水素分子の電子衝突電離

同じ16.4 eVから立ち上がっていることが解る。水素分子H₂のイオン化エネルギーは15.43 eVであるので1 eVの差はあるが妥当な値である[5]。

2-1-2-e. 酸素

酸素ガスを四重極分析器に導入したときの、カソード電圧に対するイオン化の状態を測定した結果を図2-6に示す。そのときの酸素ガス圧は 1.3×10^{-2} Paであった。酸素の平均自由行程は671 mmであり、イオン化チャンバーの大きさに比べて十分長い。したがって電子と酸素分子との一回衝突により電離していると考えられる。

電子が衝突し、酸素分子がイオン化する直接電離では13.0 eV、酸素分子が解離し、酸素原子になる解離電離では21.0 eVである。酸素のイオン化エネルギーは12.75 eVであるので直接電離の値は妥当である[5]。

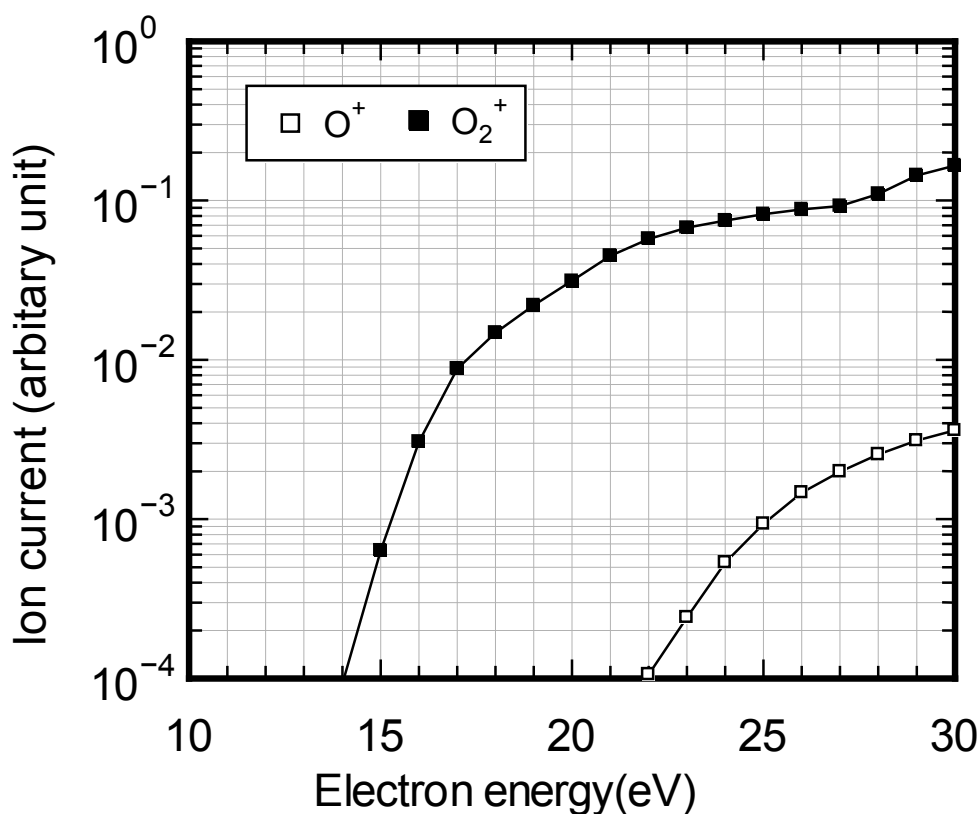
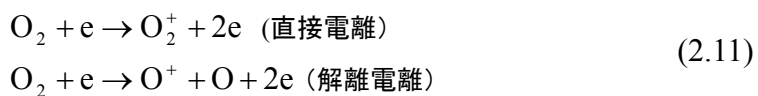


図 2-6. 酸素分子の電子衝突電離

水素分子と同様、酸素分子についても多価イオン化を除くと、次式で表すことのできる直接電離と解離電離が存在する。



水素と違うところは、解離電離と直接電離のイオン化エネルギーが8 eV違うところである。

2-1-3. 水素イオン除去荷電粒子源

電子衝突電離エネルギーの測定結果から、ジボラン・フォスフィンおよびアルシンのイオン化エネルギーは水素のイオン化エネルギーに比べて小さい値であることが解

表 2-1. 半導体材料ガスの電子衝突電離の開始エネルギー

	モノマー	ダイマー	水素
B_2H_6/H_2	21.5 eV	12.5 eV	18.5 eV
PH_3/H_2	11.5 eV	15.5 eV	18.5 eV
AsH_3/H_2	12.5 eV		16.5 eV

た。表2-1にそれぞれの結果をまとめた。水素希釈のジボランガスではダイマーのジボランイオンは12.5 eVから生成を始め、18.5 eVから水素イオンが生成し、21.5 eVからモノマーのボランイオンが生成する。水素希釈のフォスフィンガスについては11.5 eVからモノマーのフォスフィンイオン生成を始め、15.5 eVからダイマーのジフォスフィンイオンが生成、18.5 eVから水素イオンが生成する。水素希釈のアルシニングガスでは、12.5 eVからアルシンイオンが生成を始め、16.5 eVから水素イオンが生成する。

必要となるジボランイオン、フォスフィンイオンおよびアルシンイオンについては11.5 eVから12.5 eVの電子のエネルギーが低いときに電子衝突による電離を開始し始める。一方必要としない水素イオンについては、ジボラン、フォスフィンガスでは18.5 eV以上、アルシニングガスでは16.5 eV以上でないと電子衝突による生成は発生しない。このことから、電子のエネルギーを11.5 eVから18.5 eVあるいは16.5 eVの間に制御すると、不必要な水素イオンの発生しない目的とするドーパントイオンのみのプラズマ生成ができる可能性がある。

ジボラン、フォスフィンおよびアルシンのそれぞれのイオンには水素原子が結合しており、イオン注入と同時に水素原子が注入される。注入後のアニールによる活性化の深さ方向の形状はむしろ理想的な形状になることが確認されており、直接の影響はない[7]。

2-2. 高周波プラズマ中の荷電粒子の測定

目的とするドーパントイオンのみを生成するイオン源を作製するために、いくつかの荷電粒子の測定が必要となる。まず、プラズマ中に含まれるイオン種の測定を行うためのE×Bフィルタを紹介する。次にプラズマ中の電子エネルギーを測定するため、容量

結合型高周波イオン源のバイアス電圧の測定と、プラズマ中に短針(プローブ)を挿入し電子のエネルギーを測定する方法について紹介する。

2-2-1. イオンビームに含まれるイオン種の測定

2-2-1-a. E×Bフィルタ

高周波イオン源からエネルギーを持って放出されるイオンをサンプリングしてイオン種を測定するにあたり、空間的にコンパクトで分解能のよい、E×Bフィルタ型測定器を用いた[8]。

電界 E と磁界 B が直交した空間に、質量 m_i 、電荷 q 、初速度 v_0 のイオンが入射すると、イオンは電界による力 qE 、磁界による力 $-qv_0B$ を受ける。この二つの力が釣り合う条件は

$$v_0 = \frac{E}{B} \quad (2.12)$$

であり、このときイオンは電磁界中で直進することになる。

2-2-1-b. E×B質量分析システムの構成

本研究で用いたE×Bフィルタは、永久磁石を用いた一定磁場の状態で、電界を変化しイオンビームをファラデーカップに導き電流量を測定する。この測定をパソコンから制御できるようにシステムを構成した。図2-7はそのシステム構成図である。E×Bフィルタはビームの入射および出射側に磁束の漏れが無いように磁性体でシールドしている。

ビーム入射側は直径4 mmの単孔、出射側も直径4 mmの単孔を用いた。ファラデーカップは二次電子除去用に-100 Vにバイアスされたサプレッサーを取り付けた。反射電極をフィルタ直後に配置し、1 kVの電圧を印加することで、迷走水素イオンの検出を除去した。電界を変化するため、正極性および負極性の高圧電源(BELNIX社製 HPSE15P660, HPSE15N660)を用いた。質量分析されたイオンビームの電流量は、デジタルエレクトロメータ(ADVANTEST社製:TR8652)で測定した。この測定器は電圧出力をすることができるので、電圧出力と電流測定をデジタルエレクトロメータで行った。電圧変化と電流測定はGPIB(General Purpose Interface Board)にて自動測定を行った。

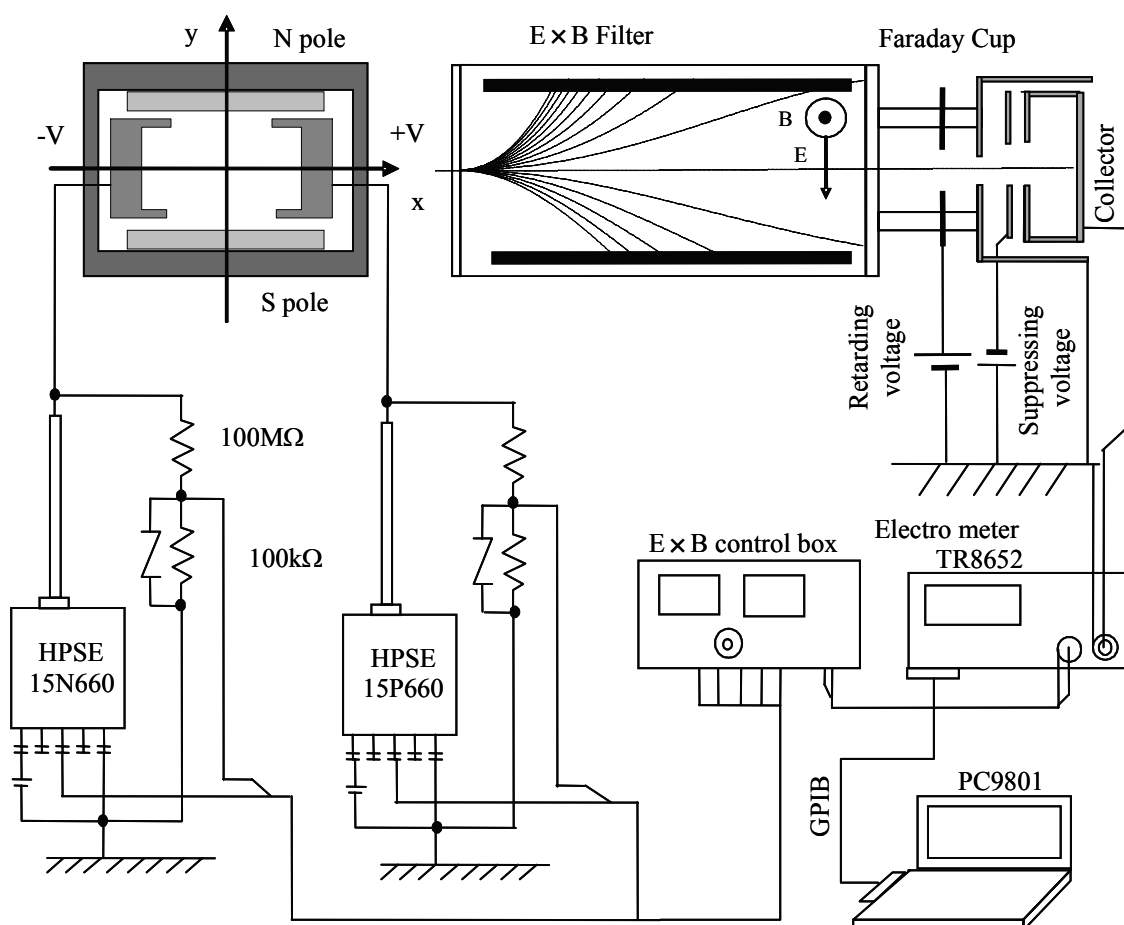


図 2-7. E × B 質量分析のシステム構成図

2-2-1-c. E × Bによるイオンビームの質量分析

このシステムを使用して、各イオンビームの質量分析を行った。図2-8は100 MHzでプラズマ生成をし、10 keVで加速したときの質量分離スペクトルである。水素希釈の20 %ジボランガス($B_2H_6(20\%)/H_2$)を50 ccm導入し、100 Wの高周波電力でプラズマを生成したときのスペクトルである。

磁界の強さは永久磁石により決まり、0.25 Tに設計されている。E × Bにかける電界を横軸に取り、縦軸に検出電流量を表している。軽いイオンほど磁界により曲げられるので、高い電界をかける必要がある。図から、水素イオンは高電界側で検出されてお

り、 H^+ 、 H_2^+ および H_3^+ を測定している。質量数が多いほど低電界で分離しており、ボランイオン BH_n^+ ($n=0\sim3$)およびジボランイオン $B_2H_n^+$ ($n=0\sim6$)、さらに高次のボランイオンを検出している。 $E\times B$ フィルタは、イオンの速度により分離されることから、低質量ほど分解能がよくなることが解る。

2-2-3-d. 容量結合型高周波イオン源のバイアス電圧の測定

本論文で用いる容量結合型高周波イオン源は、プラズマを発生させるため高周波電源から整合回路を通じて電力が供給される。図2-9に概略図を示す。整合回路を通じて高周波電源を接続しているイオン源蓋部分を蓋、プラズマが生成されるプラズマ

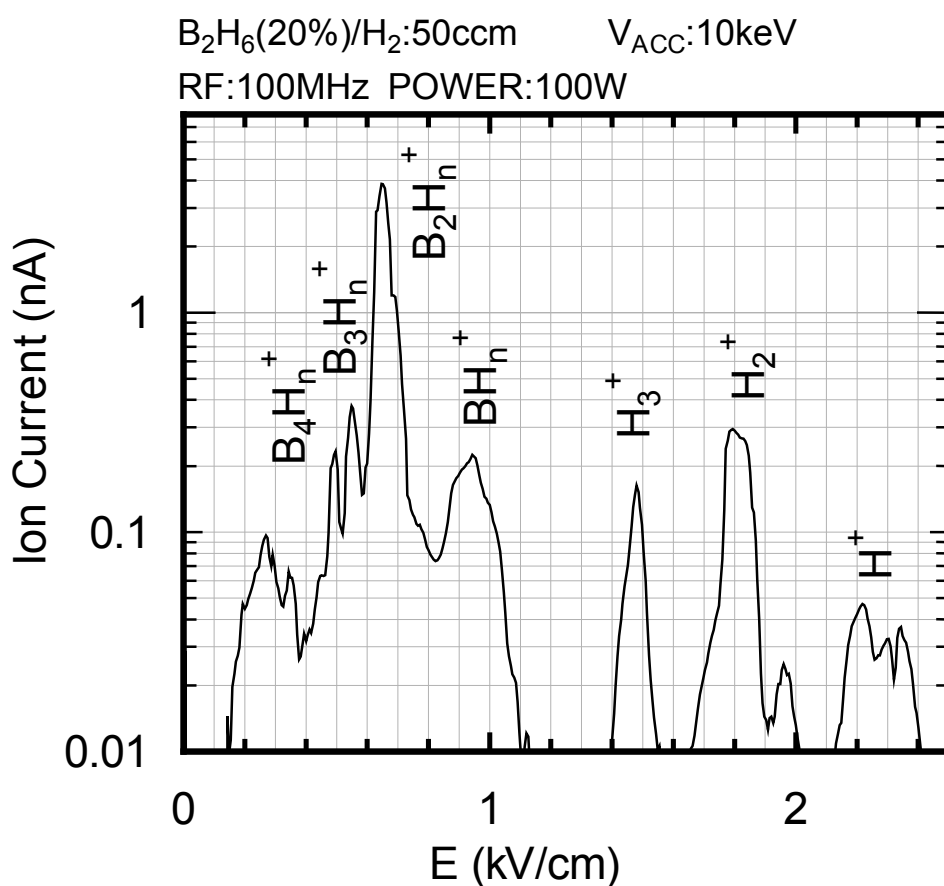


図 2-8. ジボランビーム引き出し時の $E\times B$ 質量スペクトル測定結果

チャンバー側壁およびプラズマ電極部分は電氣的に同電位であり、壁と今後呼ぶ。蓋と壁とは絶縁碍子にて絶縁されている。

プラズマチャンバー内部にプラズマが生成されると、プラズマは蓋および壁に対して、プラズマ電位が正にバイアスされる。電子が加速される領域はプラズマと蓋およびプラズマと壁の間に形成するシース部分である。図2-10は13.56 MHzおよび100 MHzの蓋側から壁側にかけてのプラズマの電位の変化を表している。

プラズマが生成されると、プラズマ中は正イオンと電子の密度が等しく導体と考えられるが、壁とプラズマの間には正イオンと電子の密度が異なるシースが生成する。蓋側とプラズマとの間、壁側とプラズマとの間にシースが生成され、高周波電圧は蓋側および壁側のシースにかかる。シース中の電子の速度に比べて正イオンの速度は圧倒的に遅い。シースにかかる電圧で正イオンおよび電子が加速されるが、正イオンはその慣性のため瞬時電圧に追従できず、時間平均した電界にのみに追従する。一方電子は瞬時電界に追従するので、そのシース部分の電圧を測定するため、蓋にバイ

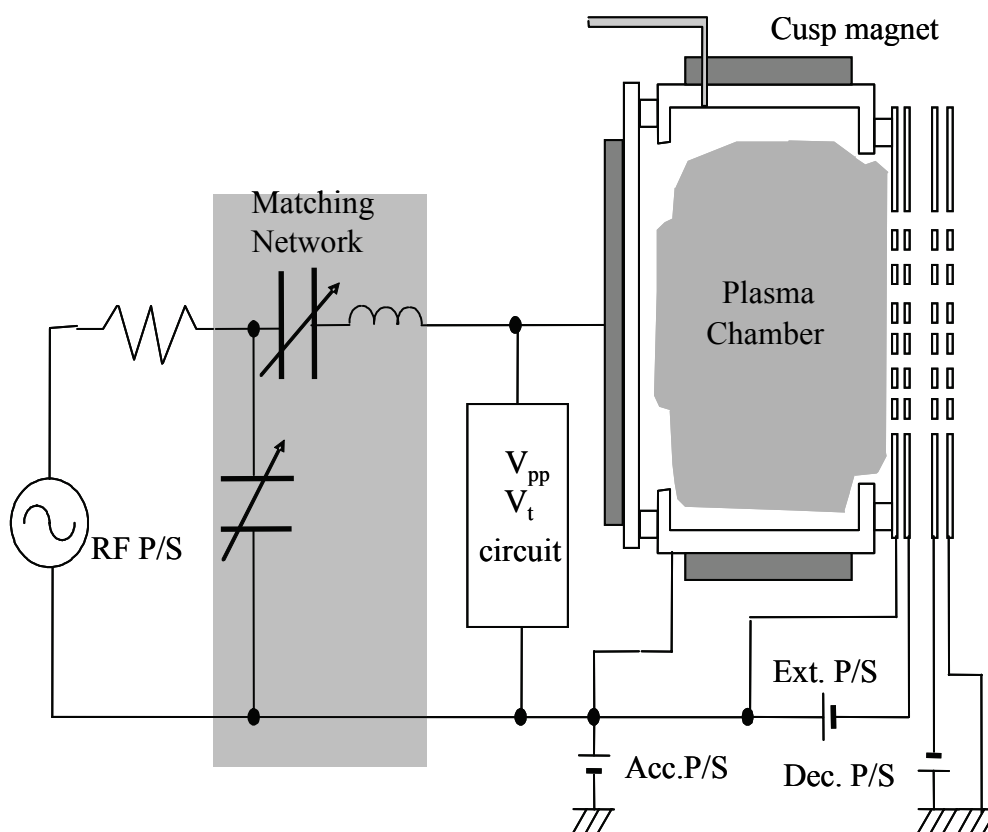
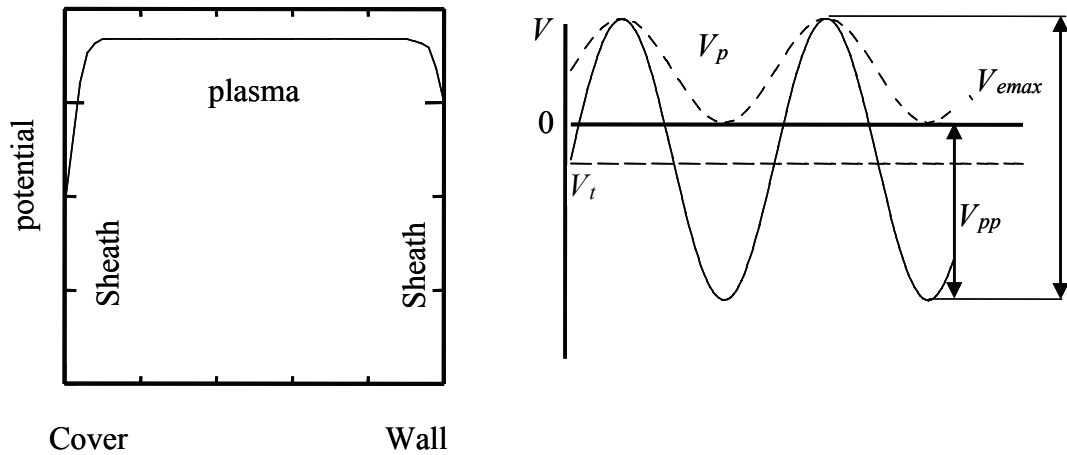


図 2-9. 容量結合型高周波イオン源の構造



(a) 電位分布の時間的平均値

(b) 電位分布の時間変化

図 2-10. 蓋から壁までの間のプラズマ電位の変化。プラズマの電位分布蓋側に高周波電力を投入し壁側を接地している

アスされた直流のターゲット電圧(V_t) および高周波振幅電圧 (peak to peak電圧 V_{pp}) を測定する必要がある。

蓋側は整合回路内のコンデンサで電氣的に浮遊しているので、電子と正イオンの流れる電流量は等しい。シース内の空間電荷は正イオンの多い状態となる。したがって蓋側電位はプラズマに比べて負になる。図2-10 (a)は壁側の電位をゼロとしたときの、蓋側から壁側の電位変化の時間的平均値を表したものである。

Koenigらは、蓋と壁の面積が違うとき、大きなシース電圧は小さな電極に現われることを報告している[9]。またCoburnとKayは実験的に証明している。蓋の面積に比べ壁の面積は側壁分広いので、シース電圧の殆どは図2-10(a)のように蓋側にかかる[10]。

図2-10(b)は、蓋側電位およびプラズマポテンシャルの時間的変化を表した図である。実線が蓋側電位 V_s の変化、点線がプラズマポテンシャル V_p の変化を表している。プラズマポテンシャルについては、壁側のシースにより壁の電位ゼロより小さくなることは無い。また蓋側の高周波電圧はターゲット電圧 V_t によりバイアスされる。

蓋側のシース内で電子は高周波の瞬時電界($V_p - V_s$)により加速され蓋からプラズマに入り込む。正イオンについてはその慣性のため瞬時電界に追従できず、瞬時電界($V_p - V_s$)の時間的平均値で加速されプラズマから壁に衝突する。電子の最大加速電圧 V_{emax} は、図2-10(b)より次式で表すことができる。

$$V_{\text{emax}} = V_p - V_{\text{rf}} = \frac{V_{\text{pp}}}{2} - V_t \quad (2.13)$$

100 MHzの容量結合型プラズマの電子の最大加速電圧を計測するにあたり、計測用の電子回路を作製した。この周波数になると波長が3 mであり、分布定数回路として扱う必要がある。電圧を直接オシロスコープで測定すると測定誤差が生じてしまうので、蓋位置に直接図2-11のような回路を取り付け、ターゲット電圧と振幅電圧を直流電圧に変換してから測定を行った。

2-2-2. プローブによるプラズマ中の電子温度の測定

シースにかかる電圧をチャンバー外側から計測する手法の他に、プラズマ中にプローブ(短針)を入れることで、電子のエネルギーを測定することができる。

プラズマ中には質量および温度の異なるイオン・電子および中性粒子の三種類の粒子が存在する。プラズマ中の電子密度 n_e とイオン密度 n_i は平均において等しく、中性粒子の密度に比べてはるかに小さい。電子の平均速度 c_e は、電子が高温で低質量であるために、イオンの平均速度 c_i や中性粒子の速度に比べてはるかに速い。

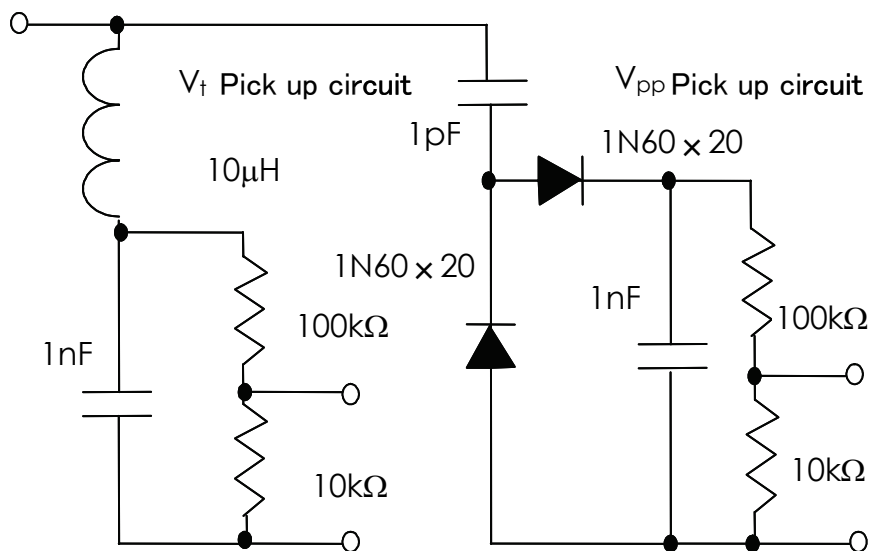


図 2-11. 100 MHz 用ターゲット電圧およびピーク・ピーク電圧測定回路

プラズマ中に電氣的に絶縁されたプローブを入れると、プローブには電流密度を持った電子やイオン電流が流れる。その電流密度は、

$$j_e = \frac{en_e \bar{c}_e}{4}, \quad j_i = \frac{en_i \bar{c}_i}{4} \quad (2.14)$$

で表すことができる。

プローブを V_p に対して負にバイアスすると、プローブに達する電子量は減少し、イオン電流が流れ込む。バイアス電圧 V が V_p に対して十分負になると、電子電流はまったく流れなくなり、イオンの電流密度 $en_i \bar{c}_i/4$ になる。電子のエネルギー分布がMaxwell-Boltzmann分布に従うと仮定すると、電圧 V のプローブの電子電流密度 j_e は次式で与えられる。

$$V < V_p$$

$$j = \frac{en_i \bar{c}_i}{4} - \frac{en_e \bar{c}_e}{4} \exp\left(-\frac{e(V_p - V)}{kT_e}\right) \quad (2.15)$$

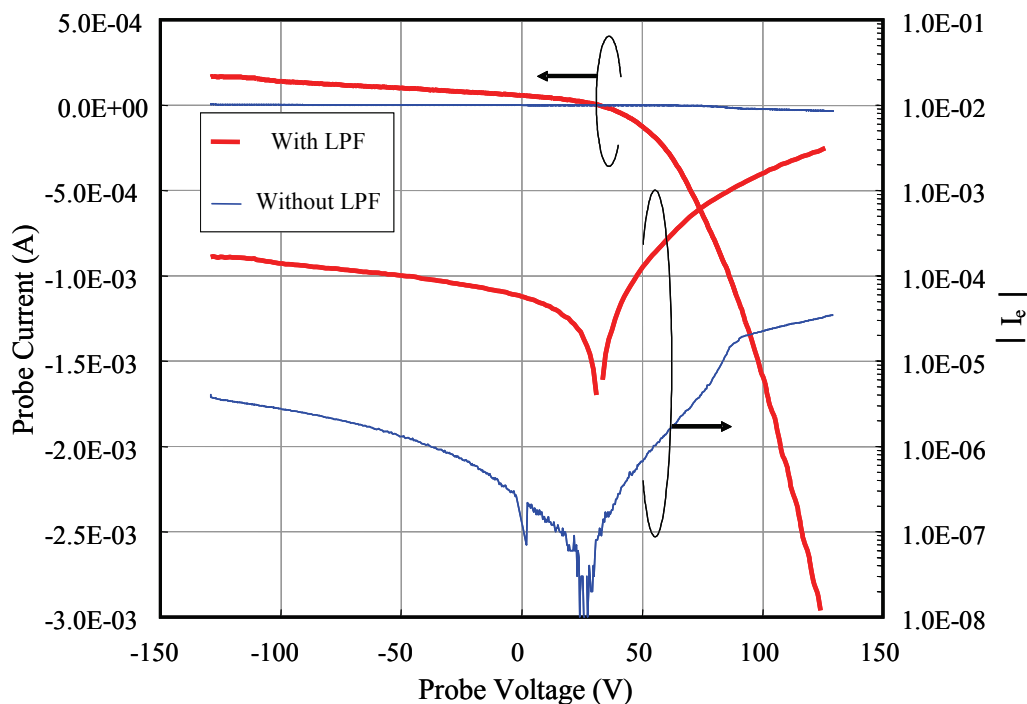


図 2-12. 100 MHz 高周波プラズマ測定時、プローブにローパスフィルタを入れたときと入れないときとの測定値の違い

同じようにプローブ電位がプラズマポテンシャルより大きいときは、

$$V > V_p$$

$$j = \frac{en_i \bar{c}_i}{4} \exp\left(-\frac{e(V - V_p)}{kT_i}\right) - \frac{en_e \bar{c}_e}{4} \quad (2.16)$$

となる。また、 $T_i \ll T_e$ なので、プラズマポテンシャル以上の電圧になると電子飽和電流だけになる。(2-12)式を用いることで、電子密度・プラズマポテンシャル・電子密度を求めることができる。

高周波プラズマ中にプローブを入れると、プローブも高周波周波数によって振動することになる。平山らによると、通常と同軸タイプのプローブで高周波プラズマの電圧・電流特性を取ると、プローブの電圧とプラズマポテンシャルの位相がずれてしまい、プラズマポテンシャルにプローブが追従しなくなる。その結果、プラズマポテンシャル付近での電流・電圧の傾きがいびつになる[11]。図2-12に100 MHz高周波プラズマのプローブの電流・電圧特性および電圧に対する電子電流の対数値を表す。

プローブ先端に貫通コンデンサでローパスフィルタを設け、高周波成分の除去を行う。これによりプラズマに曝されているプローブは、プラズマポテンシャルに追従した電位になる。図2-12にローパスフィルタを付けたプローブ特性も併せて示す。ローパスフィルタを付けたものは、良好なプローブ特性を得ていることが解る。

2-2-3. 交流重畳法による電子エネルギー分布の測定

プラズマ中の電子のエネルギーを直接計測する手法として、Druybesteyn法がある[12]。Druybesteyn法の計測上の難点は、プローブ電圧・電流を二次微分すると、誤差の生じることにある。この誤差に対し、Emeleusが提案しSloaneおよびMcGregorが発展させた方法に、二次微分係数を直接測定によって簡単に求める方法がある[13]。

プローブ測定時の電圧曲線において、不連続範囲を除いた範囲、すなわちプラズマポテンシャルに対するプローブ電位の差 $V < 0$ の範囲においては、 $i=f(V)$ とおくと、 i は V の無限級数で表すことができる。もし V の一定値に対して、 $E=v_0 \sin \omega t$ なる小さな交流電圧を重畳すると、 $i = f(V + E)$ はTaylorの定理によって、

$$i = f(V) + v_0 \sin \omega t f'(V) + \frac{v_0^2 \sin^2 \omega t}{2!} f''(V) + \frac{v_0^3 \sin^3 \omega t}{3!} f'''(V) + \dots \quad (2.17)$$

となる。交流の振幅 v_0 が十分小さいときは、三次微分係数以降は無視することができ、

$$i \cong f(V) + v_0 f'(V) \sin \omega t + \frac{v_0^2}{4} f''(V) (1 - \cos 2\omega t) \quad (2.18)$$

となる。したがって交流電圧を加えたときの $i=f(V)$ に対する直流増加分 Δi を測定するこ

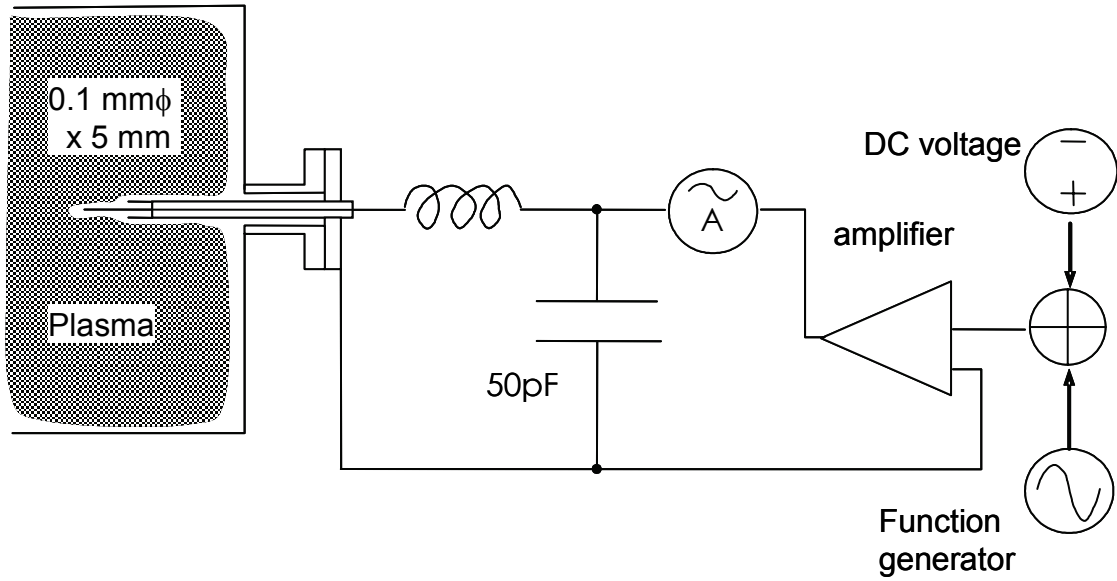


図 2-13. プラズマ中電子のエネルギー分布測定回路の概略図

とで、直接に二次微分を求めることができる。

$$\Delta i = i - f(V) = \frac{v_0^2}{4} f''(V) \quad (2.19)$$

しかし、(2.19)式は交流重畳時と非重畳時の二回測定する必要があり、時間差が現われ誤差の原因となる。

(2.17)式で、電流の交流電流成分のみを測定すると、

$$\Delta i_{AC} \cong v_0 f'(V) \quad (2.20)$$

となり、 i の V に対する一次微分係数を求めることができる。これは一回の測定で得ることができる。

電子のエネルギー分布 $F(V)$ は、Druyvesteyn法により次式で表すことができる。

$$\frac{d^2 i}{dV^2} = \frac{e^{5/2} n_0 S}{2\sqrt{2m}} \frac{F(V)}{\sqrt{V}} \quad (2.21)$$

ここで、 n_0 はプラズマ密度、 m は電子の質量、 e は素電荷を表す。(2.20)、(2.21)式より、

$$F(V) = \frac{2\sqrt{2m}v_0}{e^{5/2}n_0S} \sqrt{V} \frac{d}{dV} i_{AC} \quad (2.22)$$

となり、交流重畳したプローブ電圧に対する交流電流を測定し、一次微分を測定することでエネルギー分布関数を得ることができる。

2-2-3-a. 交流重畳法による電子エネルギー分布関数の測定

図2-13に電子エネルギー分布測定のための電気ブロック図を示す。プラズマ中に直径0.1 mm、長さ5 mmのタングステン製プローブを曝した。プラズマ生成に用いている高周波周波数がプローブ電源に入り込まないため、コイルとコンデンサでできたローパスフィルタを、プローブ直後に設けている。プローブ用電源には、直流電圧と交流電圧を重ね、増幅できるバイポーラ電源(BPS120-5高砂製作所製)を用いた。また、高周波発生源にはファンクションジェネレータ(HP-33120A、ヒューレットパッカード社製)を、交流電流測定にはデジタルマルチメータ(Model 196、KEITHLEY社製)を用いた。これらの電源は、GP-IBによりパソコンで制御している。

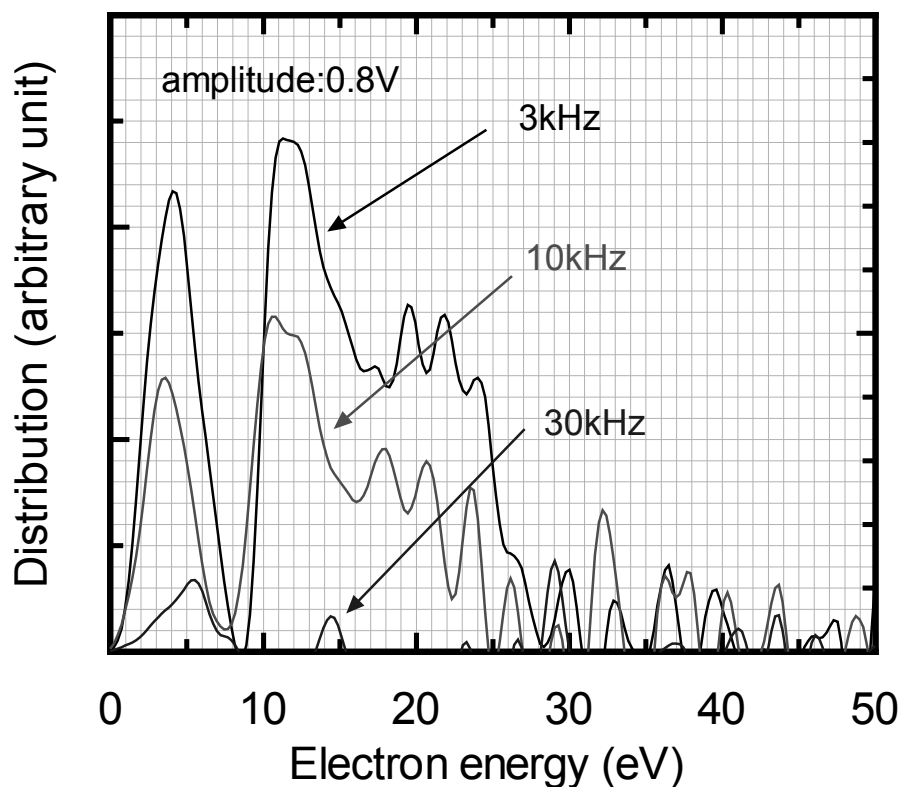


図 2-14. 交流重畳周波数を変化したときのエネルギー分布の変化

2-2-3-b. 電子エネルギー分布の測定

重畳用の交流周波数および振幅を決めるため、500 MHz高周波プラズマを生成し、プローブ測定を行った。窒素ガスを20 ccmプラズマチャンバー内に導入し、高周波投入電力350 Wで窒素プラズマを生成した。

図2-14は、重畳用の交流振幅を0.8 V一定とし、周波数を3 kHzから30 kHzまで変化したときの電子エネルギー分布変化である。窒素プラズマは5 eV付近と十数 eVに二つのピークがある。周波数を上げると強度が小さくなりS/N比が悪くなる。周波数を小さくしすぎると、プローブ電圧を調整するための直流電圧と干渉しあう。しかしながら分布形状はほぼ相似である。直流電圧に影響の及ぼさない範囲の高い交流周波数が必要となる。直流走査時の1ステップあたりの測定時間は10 ms程度であるので、100 Hzより充分高い周波数が必要となる。したがって交流周波数は10 kHzとした。

2-3. まとめ

四重極分析器を用いてジボラン・フォスフィン・アルシン・水素および酸素の電子衝突電離断面積について測定を行った。

ジボランイオンのイオン化エネルギーは12.5 eV、フォスフィンイオンのイオン化エネルギーは11.5 eV、アルシンイオンのイオン化エネルギーは12.5 eVであることが解り、それぞれの水素イオンの生成するエネルギーはジボランでは18.5 eV、フォスフィンでは18.5 eV、およびアルシンでは16.5 eVである。水素希釈ジボランイオンでは、プラズマ中の電子のエネルギーを12.5 eV～18.5 eVに制御することで、水素希釈フォスフィンプラズマでは、電子のエネルギーを11.5 eVから18.5 eVの間に、さらに水素希釈アルシンプラズマでは、電子のエネルギーが12.5 eVから16.5 eVに制御することで、水素イオンは生成せず、目的とするドーパントイオン100%のプラズマ生成の可能性があることが解った。

また、高周波プラズマのプラズマ中のイオン種成分の測定を目的として、E×Bフィルタを紹介した。さらに、高周波プラズマ中の電子エネルギーをシース電圧の測定、およびプラズマ中の電子測定をプローブにより、またエネルギー分布を交流重畳法で測定できることを述べた。

参考文献

- [1] G. Angel, E. Bell, D. Brown, J. Buff, M. Collins, J. Cummings, S. Radovanov, N.R. White, IIT98, Kyoto, IEEE, Cat. No. 98EX144 (1999) 219.
- [2] N. Nagai, M. Naito, T. Matsumoto, K. Nishikawa, K. Iwasawa, Y. Nishigami, K. Senoh, M. Nakaya, Y. Saitoh, M. Hosono, Y. Tanaka, S. Satoh, M. Nakamura, T. Kawai, IIT96, Austin, IEEE, Cat. No. 96EX8182 (1997) 462.
- [3] M. Sugitani, M. Tsukihara, S. Takei, Proc. IIT98 Proc. IIT98, Kyoto, IEEE, Cat. No. 98EX144 (1999) 192.
- [4] H. S. W. Massey and E. H. S. Burhop, “Electronic and Ionic Impact Phenomena”, Vol.1, University Press, Oxford (1969).
- [5] Handbook of Chemistry and Physics, CRC press 88th edition.
- [6] R. Basner and M. Schmidt, J. Chem. Phys., 118 (2003) 2153.
- [7] K. Yokota, S. Nakase, K. Nakamura, F. Miyashita, M. Tanjou, S. Sakai, H. Takano, Eur. Phys. J. Appl. Phys., 27 (2004) 129.
- [8] Nicolas Hasewirdus, Jacob Maria van Nieuwland, USP 4,019,988, Apr. 26 (1977).
- [9] H. R. Koenig, L. I. Maissel, IBM J. Res. Develop., 14 (1970) 168.
- [10] J. W. Coburn, E. Kay, IBM J. Res. Develop., 23 (1979) 33.
- [11] M. Hirayama, W. Shindo, T. Ohmi, Jpn. J. Appl. Phys., 33 (1994) 2272.
- [12] M. J. Druyvesteyn, Z. Phys., 64 (1930) 790.
- [13] Sloane and McGregor, Phil. Mag., 18 (1934) 193.

第3章 容量結合型高周波イオン源によるイオン種制御

LSI製造時のウェーハサイズが12インチへと大口径化し、トランジスタのサイズが数十 nmと微細化するに従い、pn接合形成に用いられるイオン注入は、低エネルギー・大電流のビーム引き出しが必要となる。特にp型不純物導入のためには、数百 eVの低エネルギーホウ素イオン注入が必要となる。半導体製造プロセスに用いるイオン注入装置では、ホウ素・リン・砒素といった不純物イオンを質量分離電磁石で分離し、エネルギーを加速および減速機構で調整、ウェーハ面内に均一にする機構を設け注入している。これを実現するにはイオン源からウェーハに至るまで最短でも数 m以上必要となる。数百 eVの低エネルギービームを数 mAで輸送することは、空間電荷によるビームの発散問題により困難である。不純物イオンを質量分離電磁石で分離するにはビームを細くする必要があり、そのために12インチサイズの均一なビームを得るには、面内に均一にする走査機構が必要となる。

目的のイオンを、エネルギーを持たせウェーハに均一に注入することがイオン注入の機能である。もし大面積のイオン源でプラズマ中のイオン種を分離し、大面積のイオンビームを均一にし、エネルギーを与えて注入することができると、質量分離機能および均一機構を設けずビームラインの短いコンパクトなビームラインが可能となり、数百 eV・数 mAのイオン注入装置が実現できる。

大面積イオン源の質量分離機能を有した高周波イオン源の開発を行った。高周波周波数を変化することでイオン種の制御を実現した。

3-1. 高周波周波数による容量結合型プラズマの変化

低エネルギー大面積イオンビームを均一に得るため大口径のプラズマチャンバーを用いた。半導体デバイスのMOS型トランジスタ部分は、金属が微量でも混入するとキャリアの再結合が発生し、誤動作の原因となる。本研究で考えるプラズマチャンバーはターゲットのシリコンウェーハを直接見わたせることから、プラズマチャンバー内部の部材については、重金属発生を抑えるための構成が必要となる。デバイス動作に影響の殆ど無いシリコンまたはカーボン、絶縁材料にはアルミナ・石英を用いる。プラズマを生成するのにタングステンといった重金属を高温で加熱する陰極を用いると、重金属の汚染が入るとともにシリコンウェーハに熱輻射がされることから、プラズマの生成には陰極の無い高周波放電を用いる。

高周波放電によるプラズマ生成には容量結合プラズマ、誘導結合プラズマ、ヘリコン波プラズマの3つに大きく分けることができるが、シリコンウェーハに相当する大きさのイオンビームを生成する必要があることから、大面積のプラズマ源を比較的簡単に

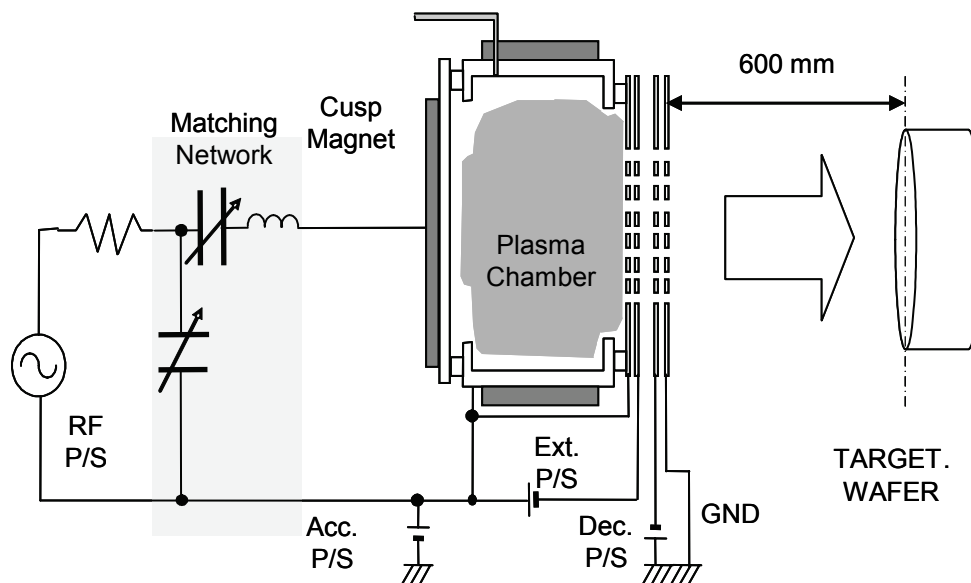


図 3-1. 容量結合型高周波イオン源のビーム引き出し

実現できる、容量結合型高周波イオン源を用いる[1]。

プラズマを発生させるため高周波電源から整合回路を通じて高周波電力が供給される。13.56 MHzから100 MHzの高周波電源を用いた。大面積プラズマを生成するために、容量結合型のイオン源を用いている。その構造を図3-1に示す。

プラズマチャンバーには材料ガスを供給し、高周波電源は整合回路を通して給電する。プラズマチャンバーの蓋部分に給電しており、壁部分を高電圧電位にしている。材料ガスはホウ素イオン用には水素希釈ジボランガス、リンイオン用には水素希釈のフオスフィンガス、砒素イオン用には水素希釈アルシンガスを導入している。プラズマ中の正イオンは4枚の電極、すなわちプラズマ電極・引き出し電極・減速電極および接地電極でイオンビームが引き出される。4枚の電極には3つの電源、引き出し電源・加速電源および減速電源でその電圧が印加されており、イオンビームは加速電圧分のエネルギーが与えられる。4枚の電極はそれぞれ230 mm × 90 mmの領域に711個の孔が面内に均一に開いており、矩形状の面ビームが引き出される。排気量3000 l/sのターボ分子ポンプで真空排気しており、ターゲットチャンバーの真空度のおよそ7倍がプラズマチャンバーの真空度となる。本研究ではターゲットチャンバーの真空度がおよそ 10^{-2} Pa台であるので、プラズマチャンバーの真空度は0.1 Pa程度である。

真空度が0.1Pa程度の容量結合型高周波プラズマでは、放電を維持するために気相で行われる電子やイオンの生成が、電子-分子間の衝突電離でなされ、分子の熱電

離が殆ど影響しない、非平衡プラズマである[2]。

高周波周波数13.56 MHzから100 MHzの真空中の波長は表3-1に示すように、22.1 mから3.0 mの範囲である。プラズマチャンバーの大きさは800 mm×400 mmであるので、電気回路は集中定数回路として扱うことができる。高周波プラズマが生成

したときの蓋とプラズマとの間にはプラズマシースが形成される。そのときの様子を図3-2に示す[3]。プラズマシースには高周波電界が印加され、そのときの電子の運動方程式は次式で表される。

$$m \frac{dv}{dt} = -eE_0 \sin \omega t \quad (3.1)$$

ただし、 m 、 e 、 v はそれぞれ電子の質量、電荷、速度を表し、 E_0 、 ω はそれぞれ高周波電界の振幅および角周波数を表す。

プラズマシース中で得る電子の最大加速エネルギーを評価するため(3.1)式を積分し v を求めた。簡単のため電子の初速度をゼロとすると、電子の加速エネルギーは次式で表すことができる。

表3-1. 高周波周波数による真空中の波長の変化

周波数(MHz)	真空中の波長(m)
13.56	22.1
40	7.5
100	3.0

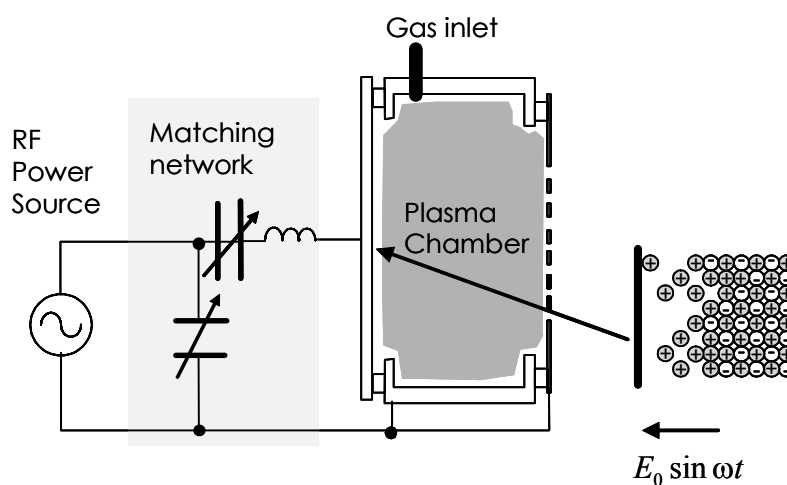


図 3-2. 容量結合型高周波型イオン源とプラズマシース部

$$\begin{aligned}\frac{1}{2}mv^2 &= \frac{1}{2}m\left(\frac{eE_0}{\omega}\right)^2 \cos^2 \omega t \\ &\leq \frac{1}{2}m\left(\frac{eE_0}{\omega}\right)^2\end{aligned}\tag{3.2}$$

電子のプラズマシース中の最大加速エネルギーは、同じ高周波電界の振幅では周波数が高くなるほど小さくなることが解る。

第2章でプラズマ中の電子のエネルギーにより、プラズマ中のイオン種の制御の可能性を検討したが、この章では高周波周波数を変化することで電子のエネルギーを変化し、目的のイオン種を制御する技術について議論する。

3-2. 高周波周波数によるイオン種の制御

3-2-1. ジボランイオン

3-2-1-a. エネルギーによる引き出し特性

容量結合型イオン源に水素希釈のジボランを導入し、13.56 MHz、40 MHz、100 MHzと周波数を変化してプラズマを発生させ、プラズマ中の正イオンを電氣的に加速して引き出す。イオン源から約700 mm離れた下流側にファラデーカップ(幅2 mm×長さ150 mm)を設けイオン電流を測定した。ウェーハの位置は通常600 mmの位置にある。周波数を13.56 MHzとし、高周波電力を50 Wから200 Wまで変化したときの電流密度および300 mmウェーハの面積分の電流量を表したのが図3-3である。

イオンのエネルギーを1 keVとしてもイオン電流は数十%しか減少していないことが解る。通常のイオン注入装置では1 keV程度になると急激にビーム電流が減少することから、低エネルギービームの輸送が効率的になされていることが解る[4]。これはイオン源からファラデーカップまでの距離が短いことでビームの空間電荷による発散が必要最小限に抑えられていること、およびイオン源へ導入している材料ガスのビームラインへの拡散により、イオンと導入ガスとが衝突し電子供給をすることで、空間電荷中和が発生しているためと考えられる。

トランジスタのpn接合を形成するイオン注入では、ビーム電流密度jの時間積分によりpn接合のキャリア濃度が制御される。これがドーズ量であり次式であらわすことができる[5]。

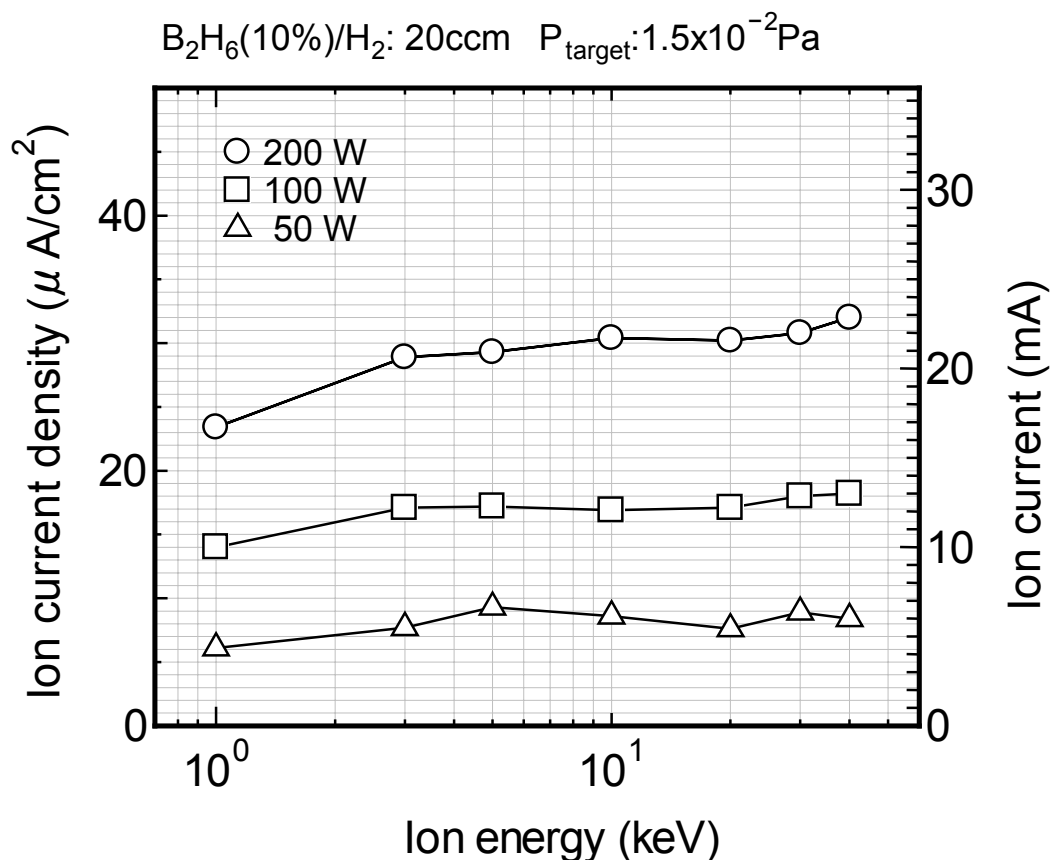


図 3-3. イオンエネルギーによるイオン電流の変化

$$\text{Dose} = \frac{1}{e} \int j dt \quad (3.3)$$

電子の素電荷を e とした。

低エネルギー1 keV以下のイオンビームをトランジスタの不純物導入に用いるプロセスは、トランジスタではソース・ドレインへの注入に相当する。その注入に必要なドーズ量はおよそ 10^{15} 個/ cm^2 である。ビーム電流密度 $10 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ の定常電流が注入されているとき、(3.3)式を用いるとおよそ16秒の時間が必要となる。注入前後の搬送を4秒とすると、20秒時間を要することになる。半導体製造装置ではその生産能力をあらわす指標としてスループットという概念がある。これは1時間に何枚シリコンウェーハを処理するかである。20秒が1枚の処理に費やされることは、1時間に180枚の注入処理が可能となる。この180枚のスループットはシリコンデバイス用の半導体製造としては妥当な値である。

イオンのエネルギーが1 keV以下になると、プラズマが生成するプラズマポテンシャ

ルが無視できなくなる。たとえば13.56 MHzの高周波放電では、そのプラズマポテンシャルが数10 Vになるので、引き出されるイオンのエネルギーは引き出し電圧にプラズマポテンシャルが加算された値である。1 keVのエネルギーで数10 eVの加算になると、およそ数%のエネルギー誤差が得られることになる。イオンエネルギーを所望の値にするには、プラズマチャンバー中でプローブにより測定したプラズマポテンシャルの値を引き出し電圧から差分することで制御可能となる。

3-2-1-b. 水素希釈ジボランイオンの周波数による成分比変化

水素希釈の10%ジボランガスをイオン源に20 ccm導入し、高周波周波数を13.56 MHz、40 MHzおよび100 MHzにてプラズマ生成する。イオンエネルギーを10 keVにし、

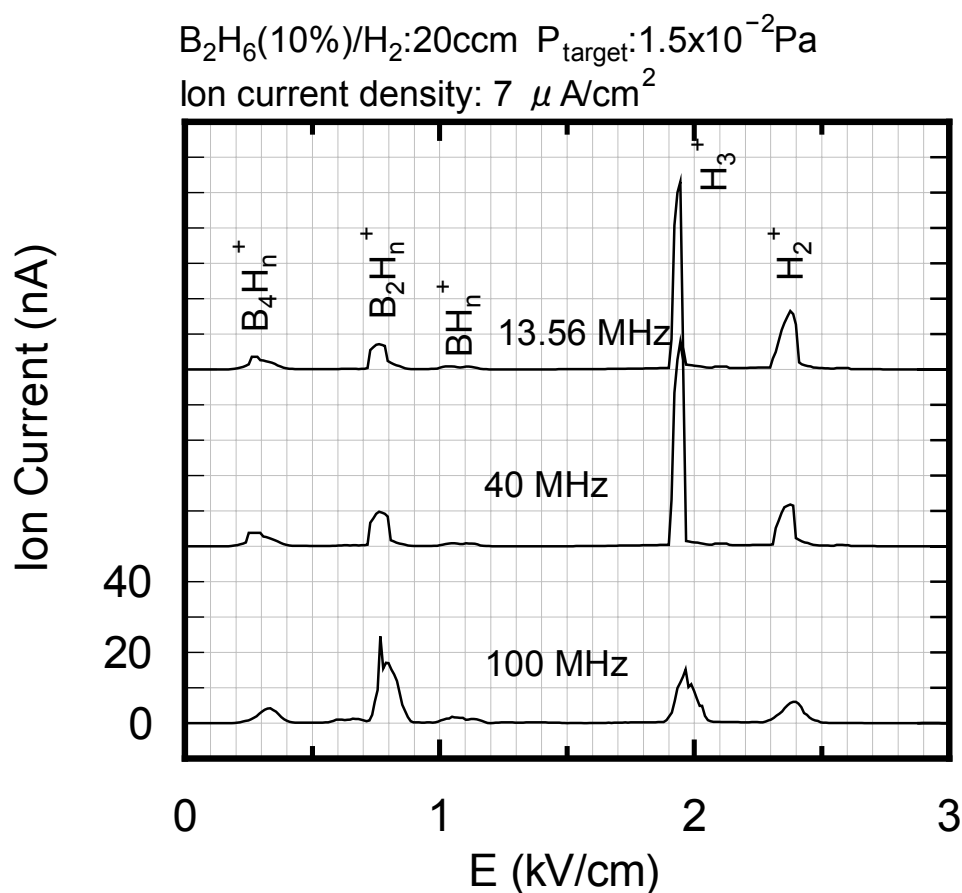


図 3-4. 水素希釈ジボランイオンビームの質量分析結果

ファラデーカップでの電流密度を $7 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ になるように高周波電力を調整した。

イオンの成分をE×Bフィルタにて計測した結果を図3-4に示す。どの周波数のときも二分子水素イオン、三分子水素イオンが観測されている。ボランイオン、ジボランイオンおよびさらに高次のボランイオンの存在することが解る。ボランイオンの水素の数は1から3、ジボランイオンの水素の数は1から6ある。周波数が高くなるにつれて、水素イオンの割合が少なくなり、ジボランイオンの割合が高くなっている。

E×Bフィルタで測定したデータは、第2章の電子衝突による電離に比べて、水素イオンの多いことが解る。ジボラン分子と電子が衝突して生成した(2.2)式の中性水素がプラズマ中で再度電子と衝突し、イオン化した水素が存在すること、およびイオン化した希釈用の水素分子イオンあるいは水素イオンと、水素分子が衝突し、三分子水素イオンが発生しているためと考えられる[6]。

シリコンウェーハへのイオン注入をするにあたり、同じエネルギーで質量数が小さくなると、シリコン結晶中に深く注入されることになる。目的とする接合より深い位置にイ

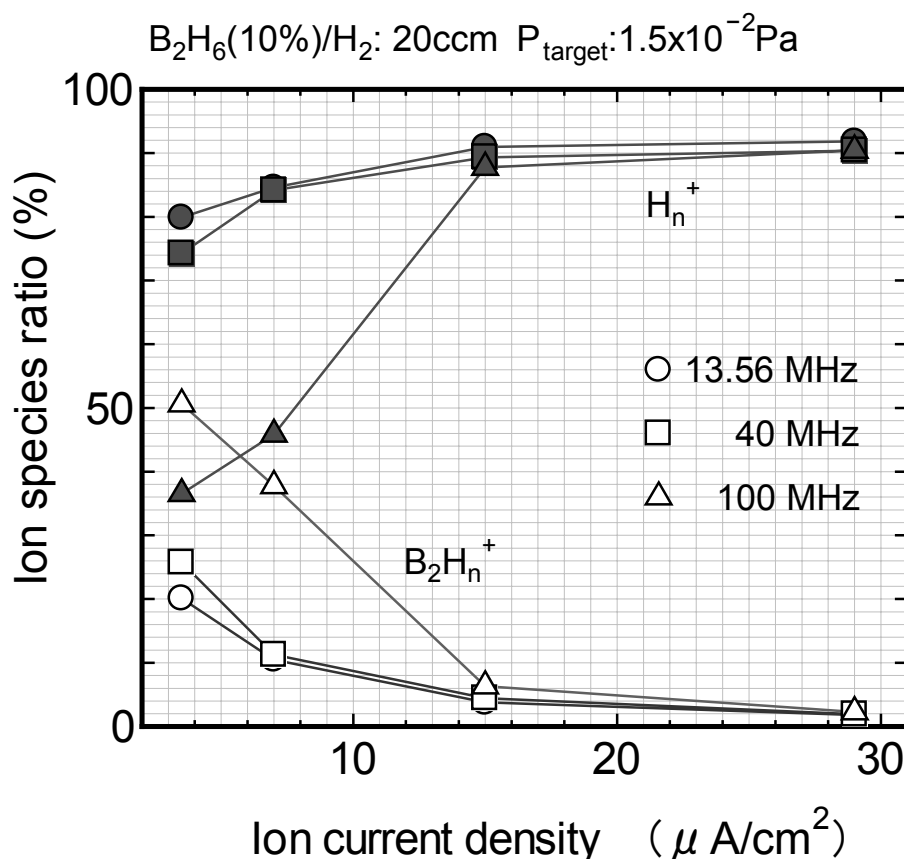


図 3-5. 周波数を変化したときのイオン電流に対するイオン種の変化

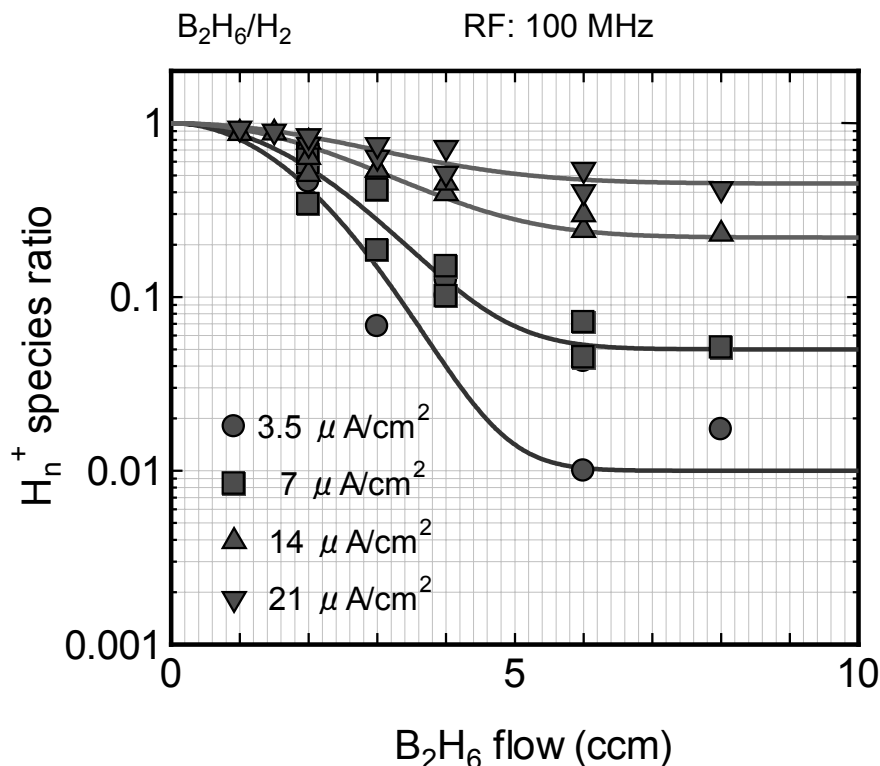


図 3-6. ガス流量を変化したときの水素イオンの成分比変化

オンが入り込むことから、デバイス設計から水素イオンの存在を考慮する必要がありイオン注入プロセスとして自由度が効かなくなる。また水素とはいえ欠陥を生成するので、リーク電流の元となる。一方、ジボラン、フォスフィン、アルシンの中に存在する水素原子については、ホウ素原子、リン原子、砒素原子といった不純物原子とほぼ同じ注入飛程になることから、欠陥生成分布も同じになりデバイスの特性には影響が殆ど無い[7,8,9]。

周波数と電流密度を変化したときの水素イオンおよびジボランイオン成分比をE×Bフィルタにて測定した結果を表したのが図3-5である。ビーム電流が小さく高周波電力が小さいとき、周波数が高くなるほど水素イオンの比率が小さくなることが解る。ただし、その比率は一番少なくとも40%程度であり、水素イオンの多い状態である。

水素イオンの比率をさらに少なくし、ジボランイオンの収量を増加するため、ジボランの濃度を20%まで、水素希釈のジボランガス流量を40 ccmまで増やした。濃度を調整するために、水素のガスラインを設け、水素希釈ジボランガスラインと混入した。

ジボランのガス流量に対する水素イオンの比率を表した結果が図3-6である。実際に流れているジボランガスで整理しており、たとえば水素希釈ジボランガスの濃度が

10%で、ガス流量が20 ccmなら2.0 ccmのジボランガス流量になる。高周波周波数は100 MHzにしており、高周波投入電力により、イオンビーム電流を調整している。イオンビーム電流が $3.5 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ において、2.0 ccmのジボランガス流量では水素イオン比率が40%程度であったのに対して、ジボランガス流量が5.0 ccm以上であると、水素イオン比率が数%にまで小さくなる。

高周波周波数を高くするほど、高周波投入電力を小さくするほど、またジボランガス流量を多くするほど水素イオンの成分比が小さくなる。これは高周波周波数、高周波投入電力およびジボランガス流量により、シース部で電子のエネルギーが18.5eVより大きくなる電子の量が少なくなったためと推定できる。

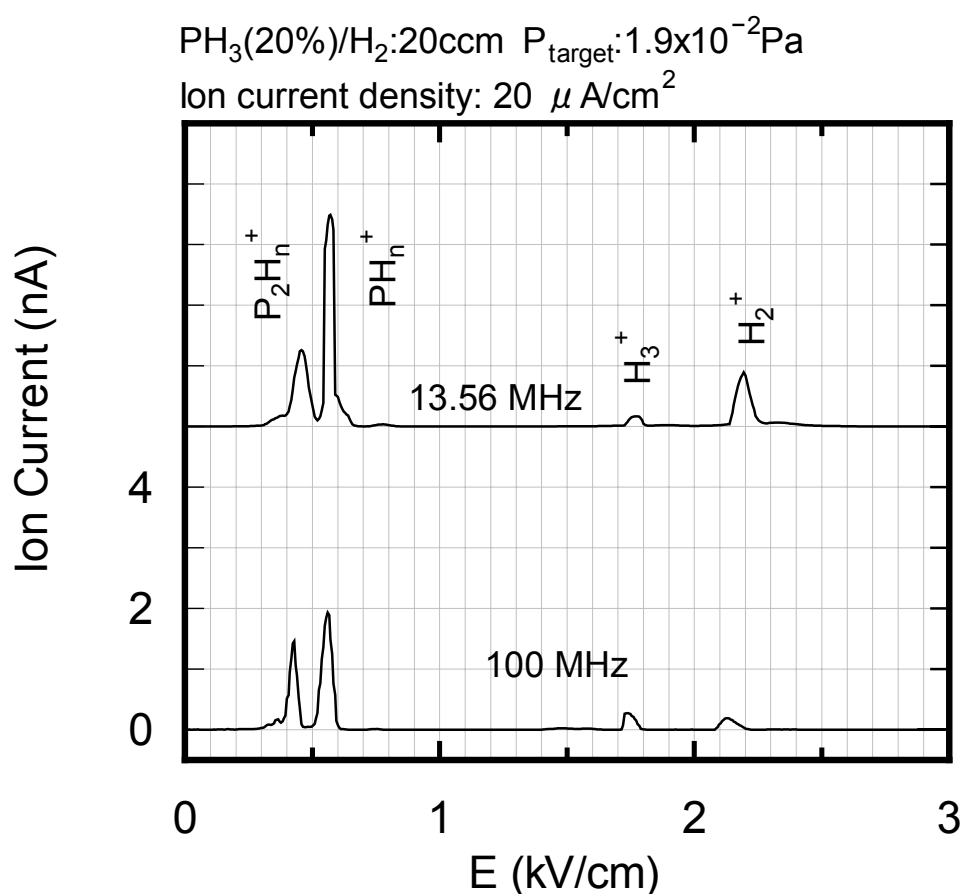


図 3-7. 水素希釈フォスフィンイオンビームの質量分析結果

3-2-2. フォスフィンイオン

プラズマチャンバー内に濃度を調整した水素希釈フォスフィン(PH_3/H_2)ガスをマスフローコントローラーで流量を調整して導入した。高周波周波数によるプラズマの特性を調べるため、高周波周波数を13.56、27.12、100 MHzと変化した。

プラズマ中から10 keVにてイオンビームを引き出し、イオン源から70 cm下流の電流密度測定、100 cm下流で $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ による質量分析を行った。これにより水素希釈フォスフィンプラズマ中のイオン種およびその成分を知ることができる。

図3-7に水素希釈フォスフィンイオンの $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ フィルタによる質量分離スペクトルを示

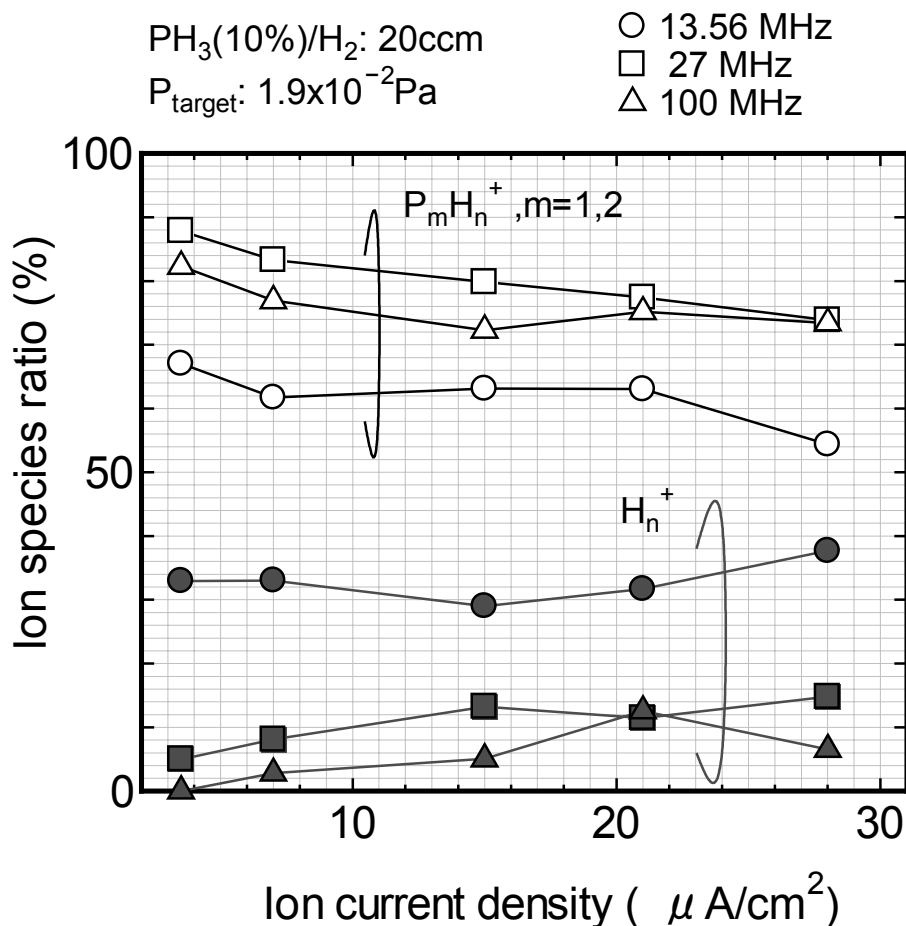


図 3-8. 水素希釈フォスフィンプラズマの周波数による水素・フォスフィンイオン成分比の変化

す。イオン電流密度が $20 \mu \text{ A/cm}^2$ になるように高周波電力を調整し、13.56 MHzおよび100 MHzの周波数のときの測定結果である。一分子のフォスフィンイオン(PH_n^+ , $n=0 \sim 3$)、二分子のジフォスフィンイオン(P_2H_n^+ , $n=0 \sim 6$)、水素イオン(H_n^+ , $n=1 \sim 3$)を検出している。また、周波数が高いほど水素イオンの量が少なく、フォスフィンイオン割合が多くなっていることが解る。

測定したE×Bのデータのピーク分離を行い、ガス流量、高周波周波数を変化したときのイオン種の成分比を図3-8に示す。

ジボランと同じように、周波数が高くなるほど、水素イオンの比率は小さくなることが解る。13.56 MHzでは約40%の比率で推移するのに対して、100 MHzでは10%以下の割合になっている。

第二章でフォスフィンガスの電子衝撃によるフォスフィンイオン、ジフォスフィンイオンおよび水素イオンの電離・解離を測定したが、フォスフィン分子に電子が衝突すると、フォスフィンイオン(PH_n^+ , $n=0 \sim 3$)、水素イオン(H_n^+ , $n=1,2$)およびジフォスフィンイオン(P_2H_n^+ , $n=0 \sim 6$)が発生する。電子のエネルギーが11.5 eVから15.5eVの間はフォスフィンイオンのみが、15.5 eVから18.5 eVの間はフォスフィンイオンとジフォスフィンイオンが、18.5eV以上ではフォスフィンイオン、ジフォスフィンイオンおよび水素イオンが生成する。

水素イオンについては、高周波周波数を高くするほど、また高周波投入電力が小さいときにその割合が減少する。13.56 MHzでは水素イオンが40%程度から増加し、プラズマ中の一部の電子のエネルギーが18.5 eV以上になっており、水素イオンが定常的に存在していると推定できる。周波数を27 MHz、100 MHzと高くすることで、水素イオンの成分比が27 MHzでは10%程度、100 MHzでは10%以下になっており、周波数を高くし、高周波電力を小さくすることで、プラズマ中の高エネルギーの電子の成分が少なくなったものと考えられる。100 MHzの $15 \mu \text{ A/cm}^2$ 以下のときは水素イオンの成分比が数%以下になることが解る。

3-2-3. アルシンイオン

プラズマチャンバー内に水素希釈アルシン(AsH_3/H_2)ガスをマスフローコントローラーで調整して導入する。高周波周波数によるプラズマの特性を調べるため、高周波周波数を13.56、40、100 MHzと変化した。

図3-9は濃度7.5%のアルシンガスを用いそのガス流量を20 ccm一定とし、10 kVでイオンを加速したときのE×Bフィルタによるマススペクトル測定結果である。13.56 MHzおよび100 MHzの高周波プラズマでは、ともに水素イオン(H_n^+ , $n=1 \sim 3$)、アルシンイオ

ン(AsH_n^+ , $n=0\sim3$)、ジアルシン(As_2H_n^+ , $n=0\sim6$)が生成していることが解る。電流密度を $20\ \mu\text{A}/\text{cm}^2$ になるように高周波電力を調整したときは、100 MHzのほうが水素イオンの生成が抑制されている。

ビーム電流密度を高周波投入電力で調整し、高周波周波数によるアルシンイオンの成分をまとめたものが図3-10である。電流密度が小さくなるほど水素イオンの比率は小さくなり、周波数が高くなると水素イオンの生成が少なくなる。

第二章で水素希釈のアルシンガスを電子衝撃によるイオン化したが、そのときの結果からは、電子のエネルギーが12.5 eVから16.5 eVの間はアルシンイオンのみ生成し、16.5 eV以上ではアルシンイオンと水素イオンを生成することが解った。

ビーム電流密度が $10\ \mu\text{A}/\text{cm}^2$ 以下では、高周波周波数が13.56 MHz、40 MHz、100 MHzと高くなるに従い、水素イオンの成分比が小さくなり、アルシンイオンの成分比が大きくなる。高周波投入電力を大きくし、ビーム電流密度が増え、水素イオン

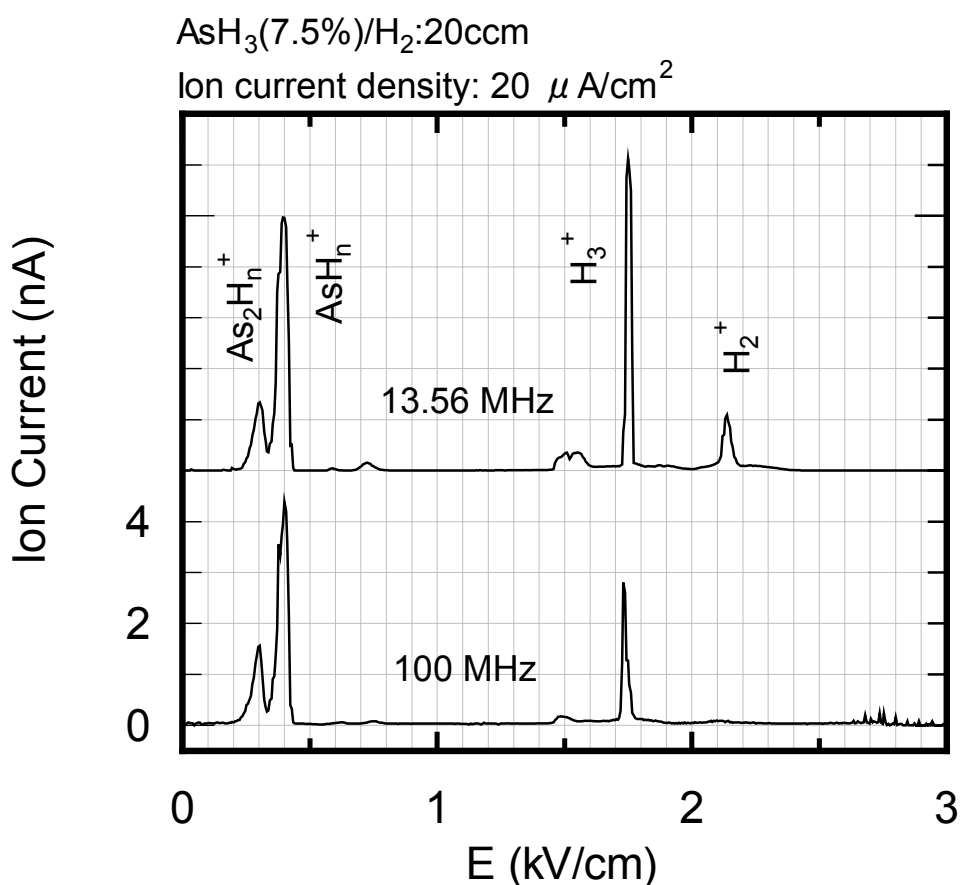


図 3-9. 水素希釈アルシンイオンビームの質量分析結果

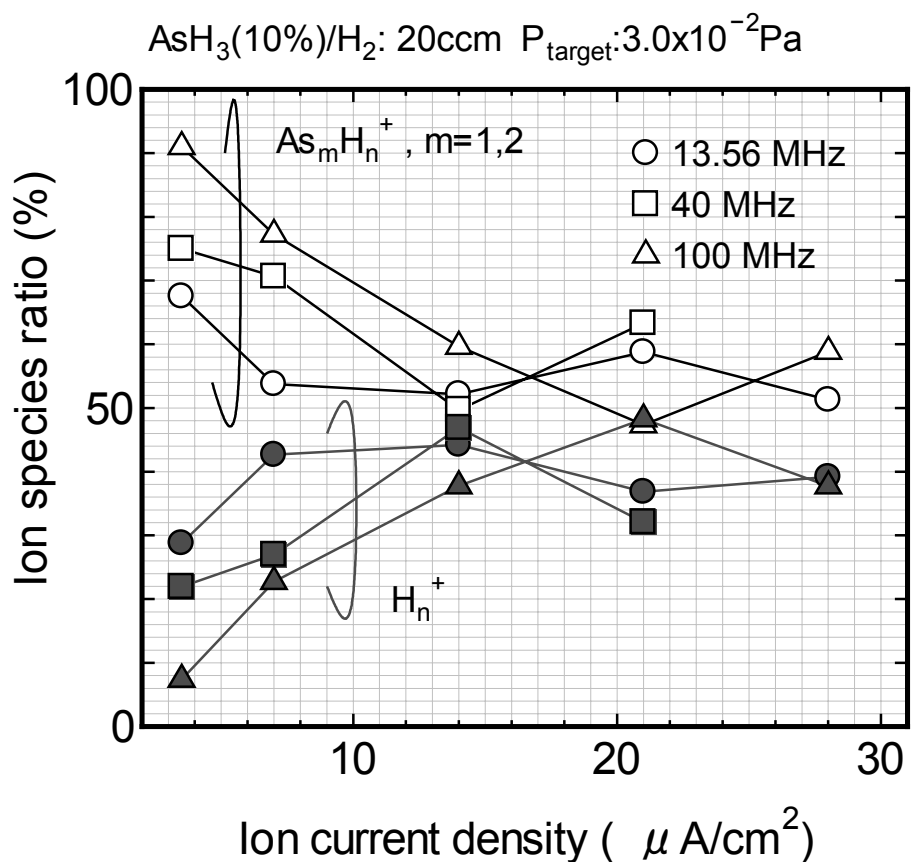


図 3-10. 水素希釈アルシンプラズマの周波数による水素・アルシンイオン成分比の変化

成分比が増加し、アルシンイオン成分比が少なくなる。14 $\mu\text{A}/\text{cm}^2$ 以上では周波数にかかわらず、ほぼ40～50%の割合で水素イオンが存在することが解る。

水素希釈のジボランプラズマ、水素希釈のフォスフィンプラズマと同じように、水素希釈のアルシンプラズマにおいても、高周波周波数を高くするほど、高周波投入電力を小さくするほどプラズマ中の水素イオンの成分比が小さくなっている。これは、高周波周波数が高くなり、高周波投入電力が小さくなることで、エネルギー成分が16.5 eV以上の電子が減少し、水素イオン成分比が少なくなると推定される。

3-3. 電子エネルギーとイオン種の制御

容量結合型プラズマ荷電粒子源において、高周波周波数・高周波投入電力およびガス濃度・流量を変化することで、プラズマ中に生成するイオンの種類とその成分比について測定した。その結果から、半導体材料に用いる、水素希釈ジボラン、フォスフィンおよびアルシングスについて、水素イオンの成分比がこれらのパラメータと相関のあることが解った。高周波投入電力が大きくなるほど水素イオンの成分比は大きくなり、ガス濃度と流量から計算される実ガス量が大きくなるほど水素イオンの成分比が小さくなる。さらに、高周波周波数が高くなるほど水素イオンの成分比が小さくなる。

これらはプラズマ中の電子のエネルギーと相関のあることを推定した。本項では、容量結合型プラズマの電子に関わるパラメータとイオン種の間関係を明らかにするとともに、イオン注入時に必要でない水素イオンの成分比が小さくなる、イオン源の原理について

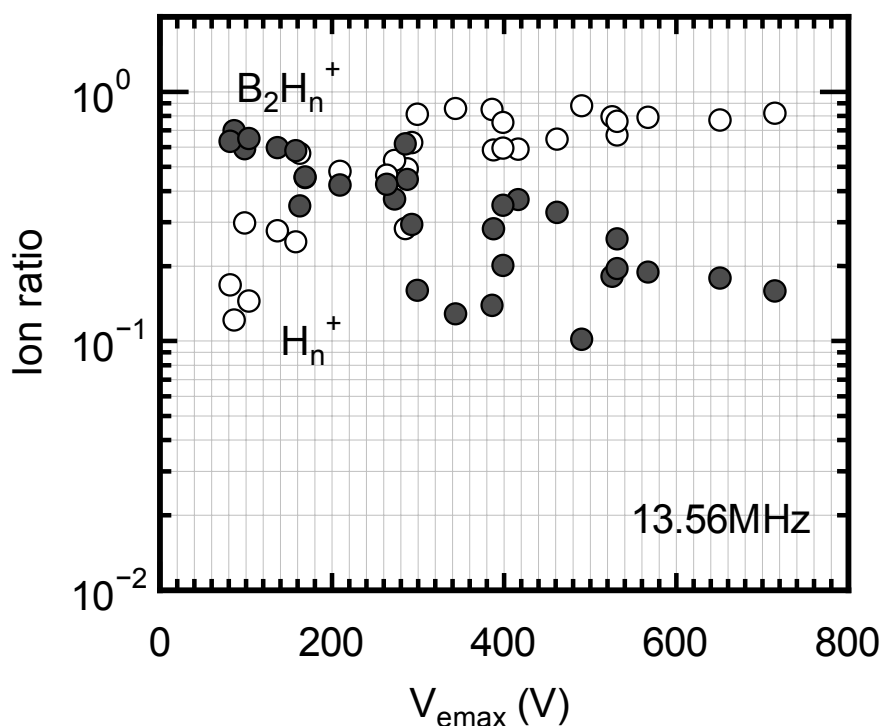


図 3-11. 13.56 MHz 高周波放電時の水素希釈ジボランプラズマの電子の最大加速電圧に対する水素イオン、ジボランイオンの成分比の変化

て検討する。

3-3-1. 高周波条件を変化したときのターゲット電圧および振幅電圧の変化

容量結合型高周波イオン源の蓋側にかかる振幅電圧 V_{pp} とターゲット電圧 V_t の測定結果を、(2.13)式により電子の最大加速電圧 V_{emax} を求めた。同時にイオンビームの成分比をE×B質量分析器により測定した。全体に占める水素イオンの比率とジボランイオンの比率を図3-11および図3-12にまとめた。それぞれ高周波周波数13.56 MHzのとき、100 MHzのときの結果を表している。

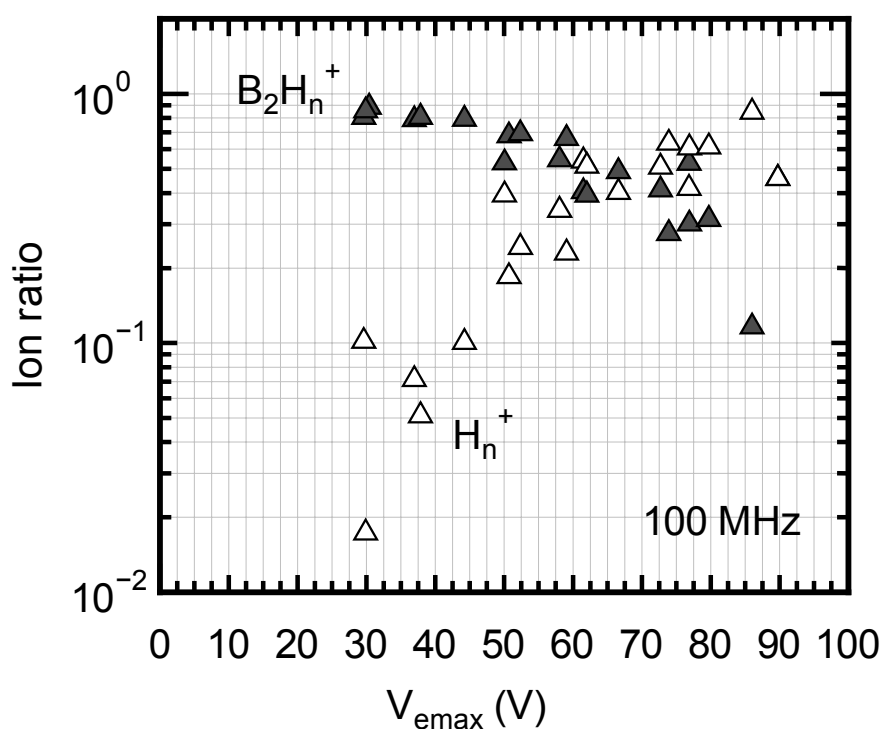


図 3-12. 100 MHz 高周波放電時の水素希釈ジボランプラズマの電子の最大加速電圧に対する水素イオン、ジボランイオンの成分比の変化

13.56 MHz高周波放電のときは電子の最大加速電圧 V_{max} が最大で700 Vになり、最小でも80 Vである。電子の最大加速電圧が高くなるほど、高エネルギーの電子が増え、ジボランプラズマの中に含まれる水素イオンの成分比が増加し、700 Vのときは80%が水素イオンであるのに対して、80 Vのときは10%まで水素イオンの割合が減少している。電子の最大加速電圧が小さくなるほどジボランイオンの成分比が多くなり、水素イオンの成分比が小さくなることが解る。

100 MHz高周波放電のときは電子の最大加速電圧が最大で90 Vになるが、最小は30 Vまで小さくなることが解る。100 MHzに比べて電子の最大加速電圧が小さくなる。これによりジボランプラズマ中に含まれる水素イオンの比率が小さくなり、最小で1%まで小さくなることが解る。

電子の最大加速電圧が小さくなることは、プラズマチャンバーに印加されるプラズマ

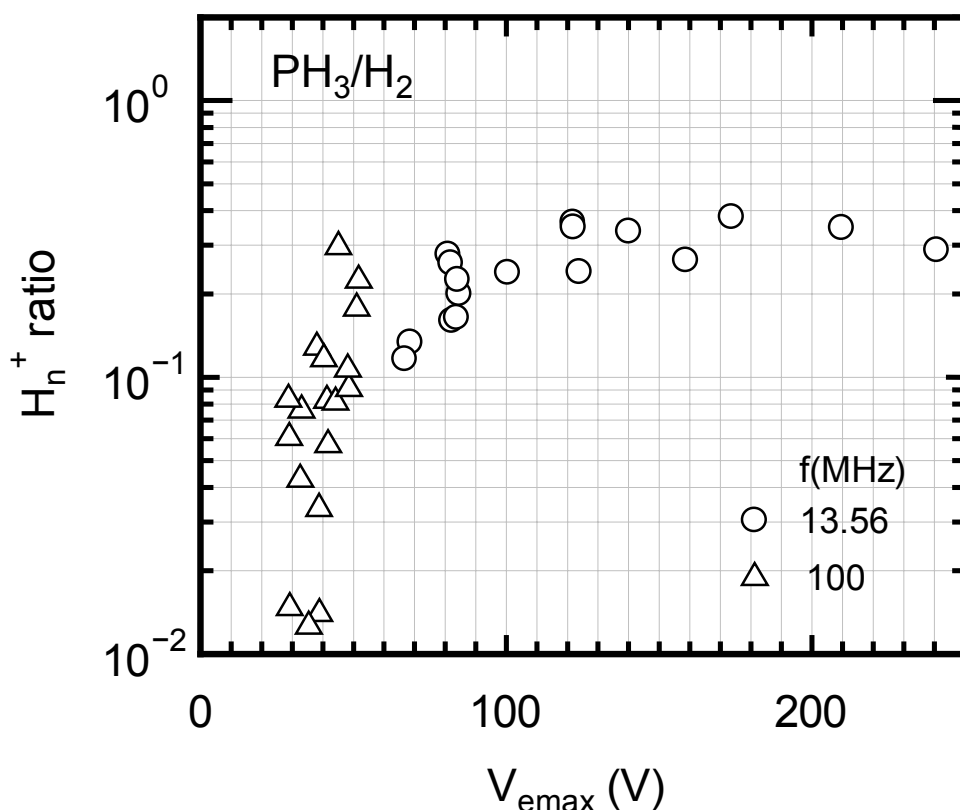


図 3-13. 水素希釈フォスフィンプラズマの電子の最大加速電圧と水素イオン成分比の変化

シース部分の電圧を下げることで、加速される電子のエネルギーが小さくなり、水素イオンの生成を抑え、ジボランイオンの生成を増加することができることを示している。電子の最大加速電圧が30 Vになり、水素イオンの成分比が1%まで少なくなっている。100 MHz高周波放電を用いることで水素イオンの成分比を1%にまで少なくすることが可能となる。電子の最大加速エネルギーを18.5Vまで下げることができるとさらに水素イオンの成分比が小さくなると推定できる。

図3-13に電子の最大加速電圧に対する水素希釈フォスフィンプラズマ中の水素イオンの成分比について、13.56 MHzおよび100 MHzについてまとめた。どちらの周波数でも、プラズマ中のシース電圧部分の電圧が水素イオンの生成に関係していることが解る。プラズマシース部分で加速される電子のエネルギーが小さくなるほど、水素イオンの生成量が少なくなる。その電圧が20 V程度になると、水素イオンの生成が限りなくゼロに近づくことが解る。電子の最大加速電圧は、13.56 MHzの場合には60 V以下にはならない。100 MHzの場合には30 Vまで動作が可能である。

13.56 MHzについては水素の生成量が最低でも10%であるのに対して、100 MHzでは電子の最大加速電圧が28 Vになり、水素イオンの成分比が1%になっている。ジボランイオンと同じように電子の加速電圧を18.5 Vにより近づけることで、さらに水素イオンの成分比が小さくなると推定できる。

3-4. まとめ

低エネルギー、大電流イオン注入装置を実現するため、質量分離機能を備えたイオン源により、大面積のイオンビームをウェーハに直接注入できる、大面積イオン源の開発を行った。イオン源からウェーハを直接見わたせることから、イオン源には陰極を用いない高周波放電を使用した。プラズマ中の電子のエネルギーを制御することで質量分析機能を備えたイオン源を実現した。

プラズマ中の電子の最大加速電圧が、イオン種の生成と関係のあることが解った。電子の最大加速電圧は、高周波周波数、高周波電力、およびガス流量により調整することができる。高周波周波数を13.56 MHzから100 MHzと高くすると電子の最大加速電圧は低くなり、高周波電力を大きくする、ガス流量を少なくするほど、電子の最大加速電圧は高くなる。

容量型高周波イオン源では電子の最大加速電圧は、プラズマチャンバー蓋の内壁と高周波放電で生成したプラズマとの間にシースとして現われる。半導体材料用のガスには水素化合物あるいは水素ガス希釈を用いているが、プラズマを生成すると水素イオンが発生する。水素イオンはイオン注入では不要なイオンであるので、できるだけ少なくする必要がある。電子の最大加速電圧を水素のイオン化しきい値電圧に近づけ

ることにより、水素イオンの生成量を調整することが可能となった。本研究では高周波周波数・高周波投入電力およびガス流量を調整することで、その水素イオンの生成比を1%にすることができた。

しかしながら、1%と雖も水素イオンが混入していることから、水素イオンの生成比を限りなくゼロに近づけるためには高周波電力を小さくし、電流量を少なくする必要がある、電流量を落とさずに水素イオンの量をさらに小さくするには新たなイオン源の開発が必要となる。これについては次章で解説する。

参考文献

- [1] 八坂保能: ”放電プラズマ工学”, 森北出版株式会社, 東京 (2007).
- [2] 非平衡rfプラズマの特性とシミュレーション技法調査専門委員会: ”非平衡rfプラズマの特性とシミュレーション”, 電気学会技術報告, 第595号 (1996).
- [3] N. Nagai, M. Naito, T. Matsumoto, K. Nishikawa, K. Iwasawa, Y. Nishigami, K. Senoh, M. Nakaya, Y. Saitoh, M. Hosono, Y. Tanaka, S. Satoh, M. Nakamura, T. Kawai, IIT96, Austin, IEEE, Cat. No. 96EX8182 (1997) 462.
- [4] Brian N. Chapman: ”プラズマプロセッシングの基礎”, 電気書院, 東京 (1985).
- [5] M. Nastasi, J. W. Mayer: “Ion Implantation and Synthesis of Materials”, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg (2006) Chapter15.
- [6] Clayton F. Giese and William B. Maier II, J. Chem. Phys., 39 (1963) 739.
- [7] K. Yokota, K. Nakamura, H. Nishimura, K. Terada, S. Sakai, M. Tanjou, H. Takano M. Kumagaya, Jpn. J. Appl. Phys., 38 (1999) 4953.
- [8] K. Yokota, K. Terada, H. Nishimura, K. Nakamura, S. Sakai, M. Tanjou, H. Takano M. Kumagaya, 1998 IIT1998, IEEE Cat. No. 98EX144 (1998) 91.
- [9] K. Yokota, S. Nakase, K. Nakamura, F. Miyashita, M. Tanjou, S. Sakai, H. Takano, Eur. Phys. J. Appl. Phys., 27 (2004) 129.

第4章 カスプ磁場構造高周波イオン源によるイオン種制御

容量結合型高周波イオン源を用い、周波数・高周波投入電力および材料ガスの密度により、プラズマ中の電子のエネルギーを制御することで、水素イオンの殆ど発生しないイオン源が実現できたが、高周波投入電力を抑える必要があり、大電流のイオンビーム電流を得るためには低速の電子の密度を如何に濃くするかが必要となる。

電子の密度を濃くするためには、電子の生成を多くするとともに電子の寿命を長くすることが必要となる。プラズマチャンバー中の電子の寿命は電子がチャンバーの壁にできるだけ衝突しないことである。磁場中の電子の振舞いはその強さによりドリフト運動をする。ドリフト運動は直線運動に比べて螺旋運動が加わるので空間での走行距離が長くなり寿命が長くなる。

本章では高周波電界中の磁場の役割について説明し、プラズマが高密度状態でプラズマ電子のエネルギーを下げる方法について検討を行う。

4-1. 磁場中の高周波による イオン種制御

4-1-1. 磁場中の高周波放電 の原理

磁界と電界がお互いに垂直な電磁界に電子が入射したとき、電子はドリフト運動をする。図4-1はx軸方向に一定磁界 B 、y軸方向に一定電界が存在するときの電子のドリフト運動をシミュレーションした結果である。容量結合型高周波イオン源では、プラズマシース部分に角周波数 ω の電界が印加している。y軸方向に初速度 v_0 で放出した電子の運動方程式は次の通りになる。

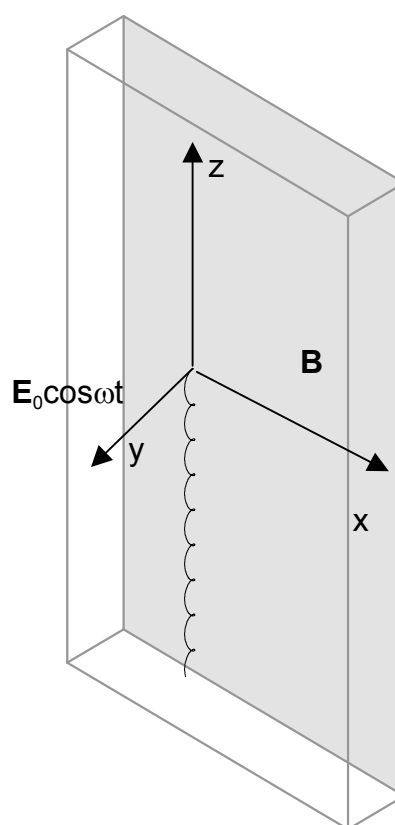


図 4-1. 磁界と電界が直交した時の電子のドリフト運動

$$m \frac{dv}{dt} = -e\mathbf{E}_0 \sin(\omega t + \varphi) - e\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (4.1)$$

電子の質量を m 、電子の素電荷を e とし、位相 $\varphi=0$ とした。サイクロトロン周波数 ω_0 と ε を次式のように定義すると、

$$\omega_0 \equiv \frac{eB}{m} \quad \varepsilon \equiv \frac{eE}{m} \quad (4.2)$$

(4.1)式の微分方程式は次のとおり2つの条件に分かれる。

$$\left. \begin{aligned} \omega &\neq \omega_0 \\ v_y &= v_0 - \frac{\varepsilon\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} (\cos \omega t - \cos \omega_0 t) \\ v_z &= -\frac{\varepsilon\omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2} \left(\sin \omega t - \frac{\omega}{\omega_0} \sin \omega_0 t \cdot \cos \varphi \right) \end{aligned} \right\} \quad (4.3)$$

$$\left. \begin{aligned} \omega &= \omega_0 \\ v_y &= \frac{\varepsilon}{2\omega_0} t \sin \omega_0 t + v_0 \\ v_z &= -\frac{\varepsilon}{2\omega_0} t \cos \omega_0 t \end{aligned} \right\} \quad (4.4)$$

サイクロトロン周波数 ω_0 が高周波周波数 ω に等しいとき、(4.4)式から電子の速度は時間に正比例し、電子は時間とともに加速され続けることが解る。電子が外部電界よりエネルギーを貰い続けることから、この条件が電子磁気共鳴 (ECR: Electron Cyclotron Resonance) になる[1]。サイクロトロン周波数と高周波周波数とが等しい条件は、(4.2)式から導き出すことができる。表4-1に高周波周波数に対する共鳴磁場を100 MHz、500 MHzおよび2.45 GHzについてまとめた。100 MHzは3.57 mT、500 MHzは17.9 mT、

表 4-1. 高周波周波数に対する共鳴磁場

Frequency (MHz)	Magnetic field (mT)
100	3.57
500	17.9
2450	87.5

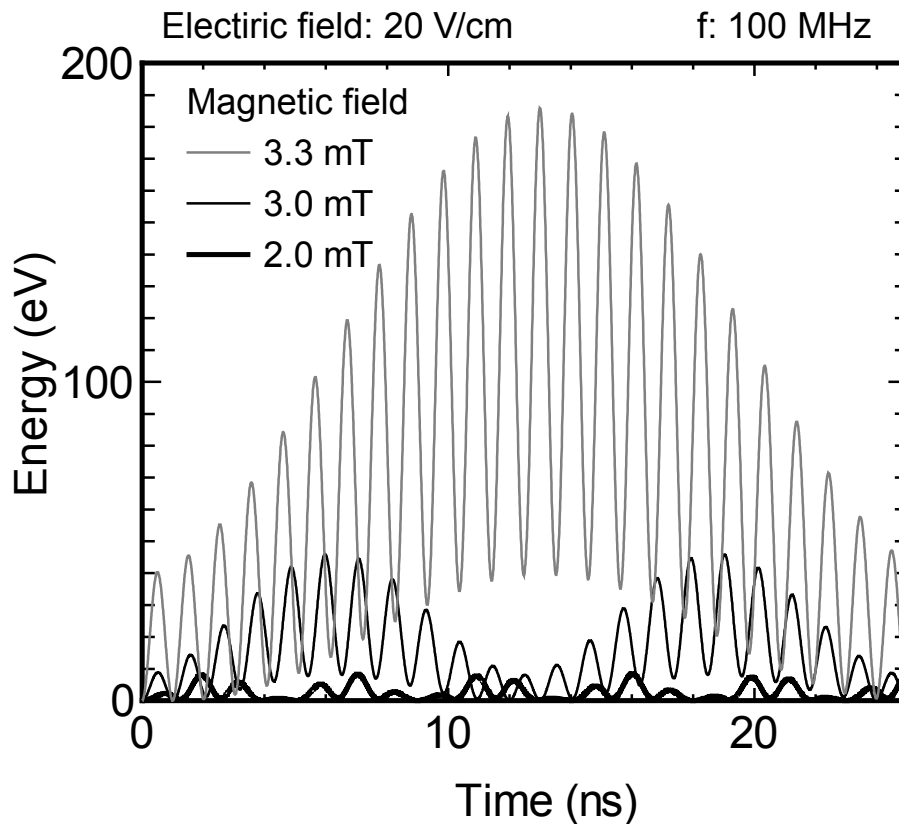


図 4-2. 100 MHz 高周波電界中の磁場による電子のエネルギーの時間変化

2.45 GHzでは87.5 mTの強度が高周波周波数に対応した共鳴磁場になる。

100 MHz高周波電界に電子が入射したときの磁界強度に対するエネルギーの時間変化を(4.3)式から求め図4-2に表す。磁場強度を2.0 mT、3.0 mTおよび3.3 mTと変化している。電子エネルギーの時間変化は、大きな増減と小さな増減の重ね合わせであるが、小さな増減は100 MHzの高周波電界によりエネルギーが時間とともに増減し、大きな増減はサイクロトロン周波数に相当する。

共鳴磁場3.57 mTに近づくにつれて、電子エネルギーの最大値が増加していることが解る。磁場強度2.0 mTでは7 eVであるのに対して、3.0 mTでは40 eV、3.3 mTでは180 eVまでエネルギーの増加していることが解る。

磁界の強さによる、電子の最大加速電圧を評価するため(4.3)式より

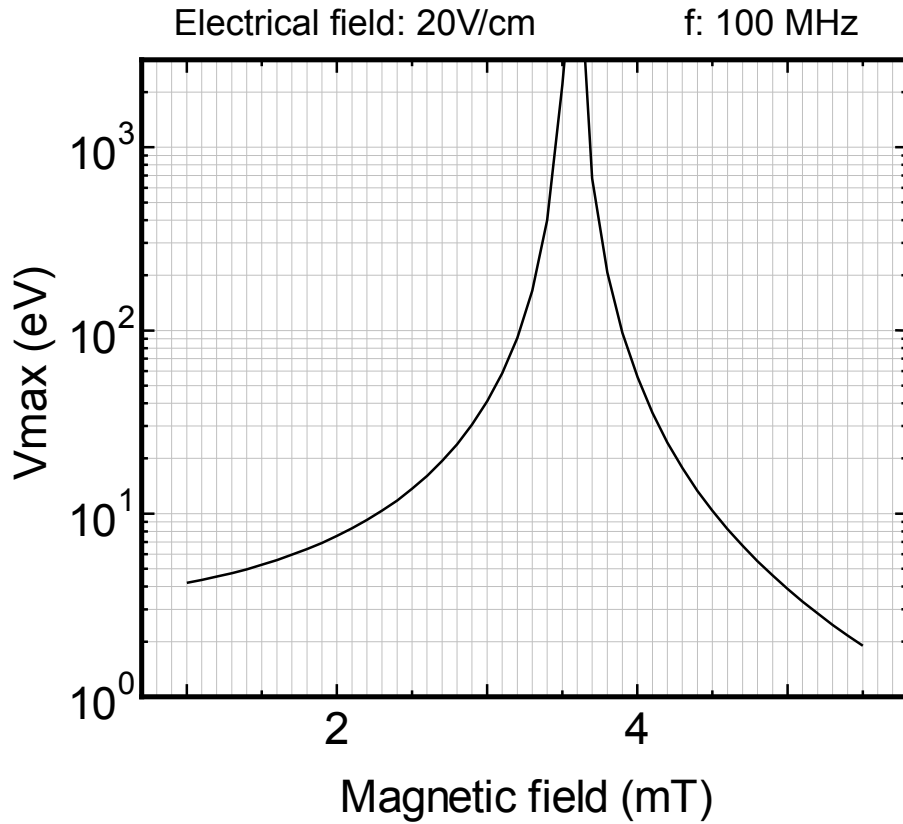


図 4-3. 100 MHz 高周波電界中の磁場による電子の最大加速エネルギー

$$eV_{\max} \approx \frac{1}{2}mv_0^2 + \frac{1}{2}m \left(\frac{2}{1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)^2} \right)^2 \left(\frac{\varepsilon}{\omega} \right)^2 \quad (4.5)$$

となる。この式は電子の最大加速エネルギーは電界の2乗に比例し、周波数が高いほどエネルギーは小さくなり、共鳴磁場に比べ十分小さい周波数では、周波数の二乗に反比例することを表している。

図4-3は磁場強度に対する電子の最大加速エネルギーを計算した結果である。電子の最大加速エネルギーは、磁場の強さで制御できることを表している。たとえば磁場強度が2.7 mT以下、4.2 mT以上に調整すれば、電子の最大加速エネルギーは18.5 eV以下になる。カスプ磁場の磁場配置は永久磁石で実現しているので、プラズマチャンバー内すべてを4.2 mT以上にすることは現実的には困難である。永久磁石によりカ

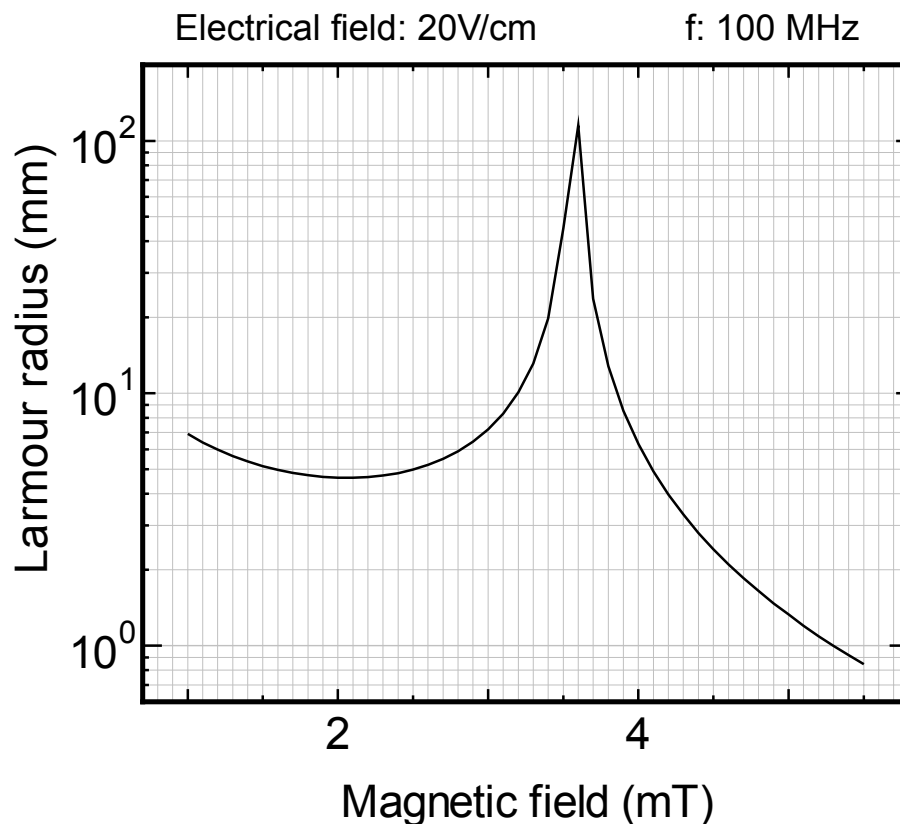


図 4-4. 電子が最大エネルギーを得たときの磁場によるラーモア半径の変化

スプ磁場構造の磁場強度を2.7 mT以下に調整することで電子の最大加速エネルギーが18.5 eV以下になる。

電子は磁場中においてサイクロトロン運動をするが、プラズマチャンバーの大きさに比べてその半径が大きいと、回転途中で壁に衝突し消滅してしまう。したがって、少なくとも回転半径がプラズマチャンバーより小さくないとサイクロトロン運動が持続しない。サイクロトロン運動の回転半径をラーモア半径と呼ぶ[1,2]。

磁場強度に対するラーモア半径を図4-4に示した。サイクロトロン周波数に近づくと、ラーモア半径も大きくなることが解る。シースの大きさは、およそ数十mm以下であることから、ラーモア半径が数十mm以下であるためには、3.2 mT以下あるいは3.9 mT以上である必要がある。たとえば100 MHz高周波プラズマにおいて、電子の最大加速エネルギーを18.5 eV以下にするためには、一定磁場を2.7 mT以下にすることが必要である。

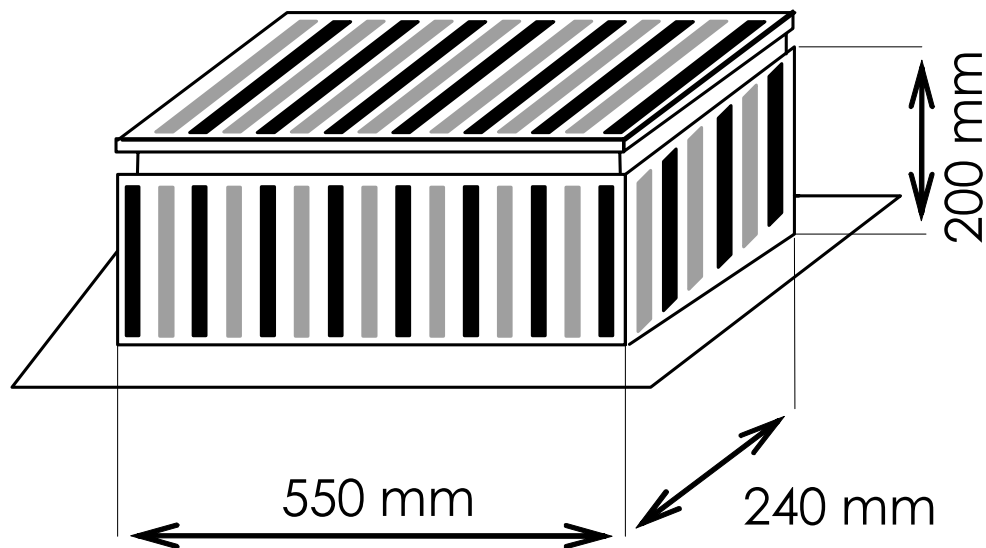


図 4-5. プラズマチャンバーとカスプ磁場の配置

4-1-2. カスプ磁界中の電子エネルギーの制御

4-1-2-a. 高周波型イオン源の構造

容量結合型高周波イオン源において、永久磁石でカスプ磁場を構成することでプラズマの生成効率が上がる。磁場により大面積イオン源を実現する方法として、カスプ磁場を用いたイオン源がある[3]。本研究で用いたプラズマチャンバーは長さ550 mm × 幅240 mm × 深さ200 mmの直方体であり、プラズマの出口と対向する蓋側および側壁側にネオジウム・鉄・ホウ素磁石を配置している。蓋部には永久磁石を横向きに幅5 mm × 深さ10 mm × 長さ200 mmの磁石を、その磁極が入れ違いになるように18本並べた。四方を囲むように壁には幅5 mm × 深さ10 mm × 長さ150 mmの磁石が五十本、磁極が入れ違いになるように配置している。磁極は壁および蓋の永久磁石とも深さ方向10 mmの方向に着磁している。図4-5にカスプ磁場を永久磁石で形成したプラズマチャンバーを表す。表面の色が黒い部分がN極に着磁され、薄い部分がS極に着磁されている。

前章では、磁場の強度により電子の最大加速エネルギーの制御ができることが明ら

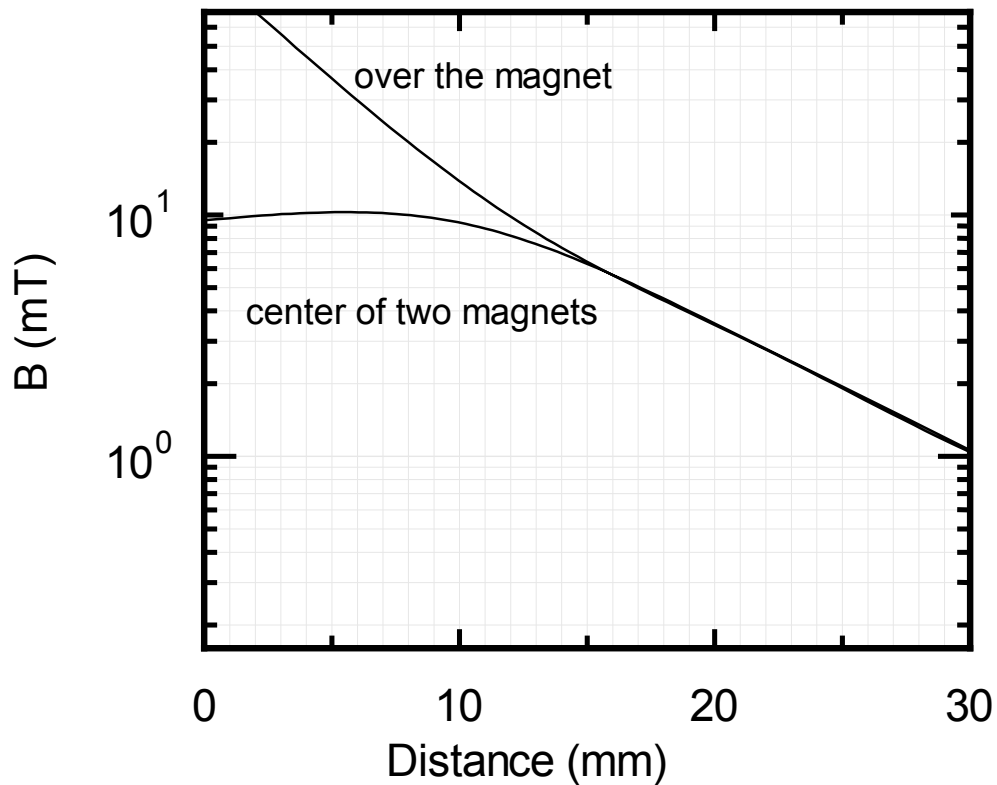


図 4-6. 磁石表面とチャンバー内壁との距離に対する磁場強度の変化

かになったが、永久磁石で磁場の強度を調整するために、永久磁石とプラズマチャンバー内壁との距離を変化した。このことによりプラズマチャンバー内壁の磁場を変化することで、電子の最大加速エネルギーの制御を行った。

実際には永久磁石とプラズマチャンバー内壁との距離を12 mmと固定し、アルミニウムにより作製した距離調整板を用いることで、蓋側の距離を6 mm、12 mm、16 mm、19 mmおよび22 mmと変化した。永久磁石とプラズマチャンバー内壁の距離を遠くすることにより、蓋側近辺の磁場強度は弱くなる。

図4-6は永久磁石をプラズマチャンバーより離して行ったときの磁場の強度を磁石直上および磁石と磁石との間の中心における値を計算したものである。永久磁石とプラズマチャンバー内壁の距離が16 mm以下では磁石直上の磁場は磁石間に比べ大きいに対して、距離を16 mm以上にすると磁場強度は磁石直上も磁石間も同じ値になっている。

プラズマチャンバーの中ではプラズマが生成し、プラズマと壁の間に形成されるシ

ース部分で電子が行き来するが、電子の発生源としては二つある。一つはプラズマ中から壁に向かって加速される低速の電子であり、もう一つは壁に正イオンが衝突し壁から発生する電子がプラズマに向かって加速される二次電子である。電子エネルギーの制御を考えると、プラズマは壁に対し正にバイアスされることから、後者の壁から発生した二次電子が最大のエネルギーを持つ成分になりうる。したがって、この二次電子の振舞いをシミュレーションした。

正イオンが壁に衝突し発生する二次電子は、イオンの種類、壁の材質等によって異なるが、そのエネルギー分布は数eVにピークを持つものである。放出方向についても

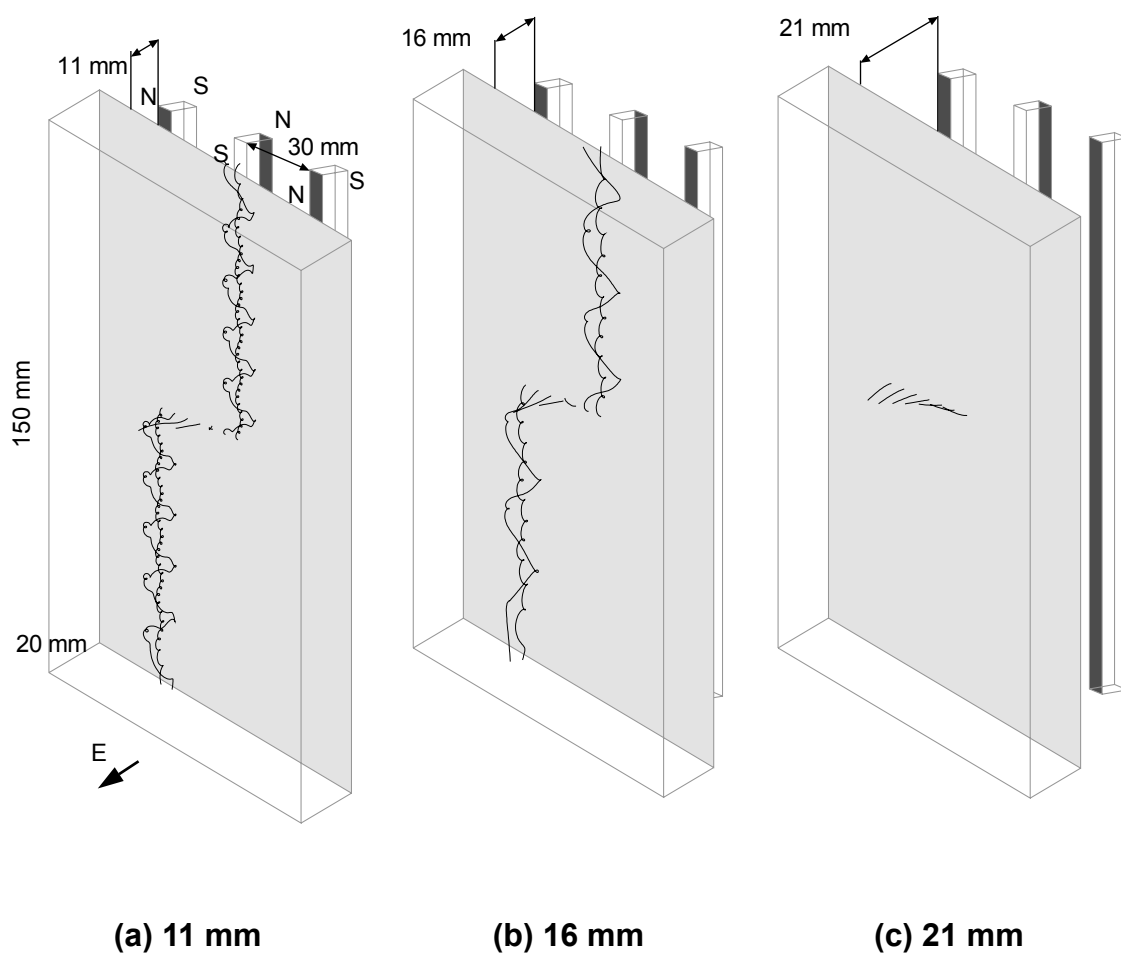


図 4-7. 永久磁石とプラズマチャンバー内壁との距離を変化したときの、カusp 磁場中の電子の軌道計算結果。電子の出発点はプラズマチャンバー内壁中心の 7 点から 3 eV でスタートする

イオンの入射方向と反対の方向に放出され、その方向はほぼ余弦則に従う[4]。

4-1-2-b カスプ磁場構造100 MHz高周波プラズマ中の電子の振

舞い

図4-7は永久磁石を三本配置し、真中の磁石を中心として磁石の長手方向の中心から3 eVで垂直に電子が放出されたときの電子の軌跡をシミュレーションしたものである。容量結合型高周波イオン源のプラズマチャンバー蓋部のプラズマシース部分を想定している。シースには100 MHz高周波電界を20 V/cmの電界強度でかけている。磁石とプラズマチャンバー内壁との距離を11 mm、16 mmおよび21 mmと変えることで磁場の強さを調整している。

磁石の距離が11 mmのときは磁石と磁石との間でサイクロトロン運動を行い、磁石の長手方向にドリフトしている。磁石の直上では電子は電界方向に放出している。磁石とプラズマチャンバー内壁との距離が長くなると、サイクロトロン運動時のラーモア半径が大きくなる。その結果、電子の運動が直進的になり、図面からはみだすまでの電子の運動距離は短くなる。紙面の左から右へ磁石がN極からS極になっているときは、図の下方方向に電子がドリフトし、S極からN極になっているときは図の上方方向に電子がドリフトしている。磁石直上では電界と磁界のベクトルが一緒になるので電子はドリフトせずに垂直に飛び出している。

永久磁石とプラズマチャンバー内壁の距離を11 mmから21 mmまで変化しているので、図4-7の計算結果から磁場強度は十数 mTから数 mTまで変化していることになる。100 MHzのときの共鳴磁場は表4-1より3.47 mTなので、距離が16 mm以下ではプラズマチャンバー内壁からプラズマチャンバー中心に至るまでの間に、共鳴磁場を含むことになる。このことにより電子最大エネルギーが高くなっていることが推定される。

図4-8は磁石と磁石の中心から電子を放出し、初期エネルギーを1 eVから30 eVまで変化したときの、最大エネルギーを計算した結果である。距離が6 mmのときはECR共鳴によりエネルギーが100 eV以上増加しているのに対して、36 mmのときは、殆ど電子エネルギーに増加がない。11 mm から31 mmと距離が遠くなるほど、最大加速エネルギーが小さくなり、磁石の距離を変化することで電子の最大加速エネルギーの制御が可能となる。

磁石直上では電子が壁から放出し、そのままプラズマ中に突入するため、シース部分の運動時間は短くなるが、磁石と磁石の間から放出した電子は、磁石の長手方向にドリフト運動をするため、シース部分で運動する時間が長くなり、シース部分で滞在する時間すなわち電子寿命が長くなる。

図4-9は磁石直上と磁石と磁石の間から放出した電子の寿命を計算した結果である。電子の初期エネルギーを1 eVから30 eVまで変化している。磁石と磁石の間から放出した電子は、永久磁石とプラズマチャンバーとの距離が短く、磁場が強くなると高エネルギーの電子が磁場に捕捉され寿命が長くなる。たとえば30 eVの初期エネルギーの電子では、距離が10 mm以下では寿命が0.1 μ sであるのに対して、距離が30 mmになると寿命が3 nsとおよそ三百分の一になる。一方、低速の電子については、距離による磁場強度の影響が少なくなる。磁石直上では、磁石と磁石の間に比べておよそ一桁寿命が短くなる。

水素イオンを生成せず、目的のジボランイオン、フォスフィンイオン、アルシンイオンを生成するには10 eV程度の電子エネルギーが必要であり、水素イオンを生成しないためには数十 eVの電子を無くすことが必要である。寿命が長い電子ほど分子・原子

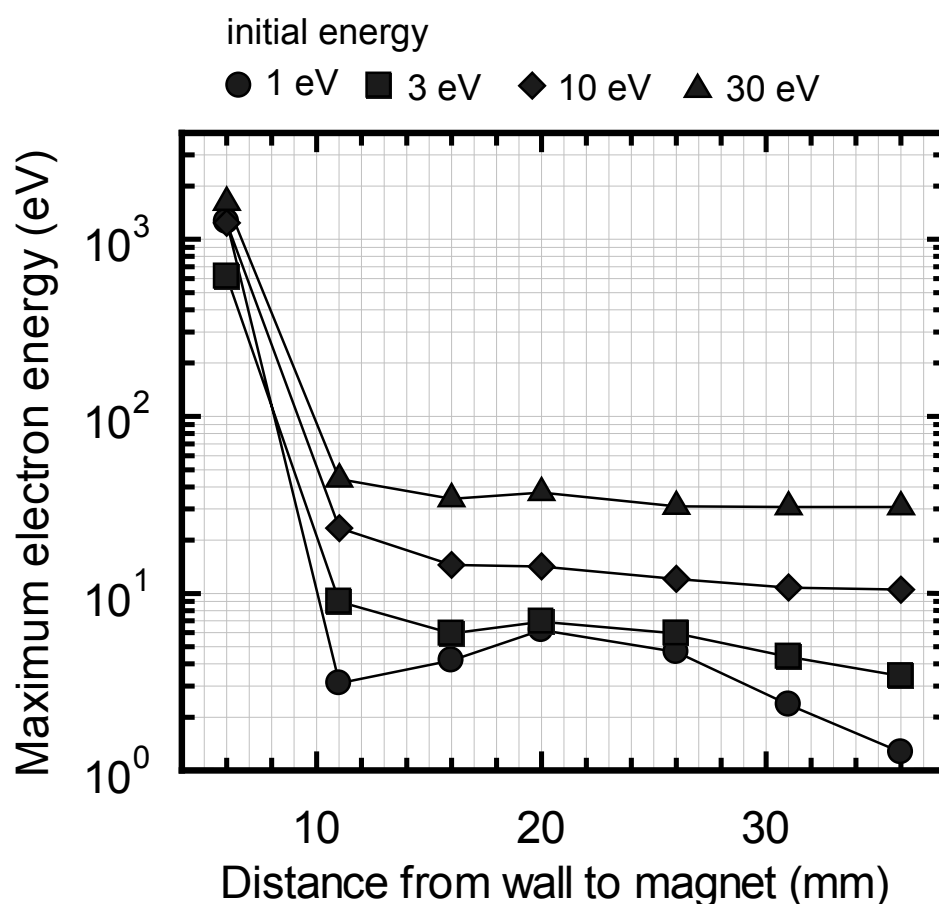


図 4-8. 永久磁石とプラズマチャンバー内壁の距離による、放出電子のエネルギーを変えたときの電子の最大加速エネルギーのシミュレーション結果

に衝突する回数が増加することから、10 eV程度の電子寿命を長くする必要がある。図4-8および図4-9の結果から、永久磁石とプラズマチャンバー内壁との距離が6 mmであると、エネルギーの高い電子の寿命が長くなり、水素イオンの生成が多くなると予想される。一方、永久磁石とプラズマチャンバー内壁の距離が31 mmより遠くなると、電子のエネルギーは小さく、水素イオンを生成しないためには有利になるが、電子の寿命が短くなりすぎ、放電維持が難しくなるため、プラズマを維持するためにシースにかかる電界が結果的に高くなる。

以上のことから、永久磁石とプラズマチャンバー内壁との距離が6 mmから36 mmの間に調整することで、水素イオンを生成せずに目的のドーパントイオンを生成する磁場が存在する。

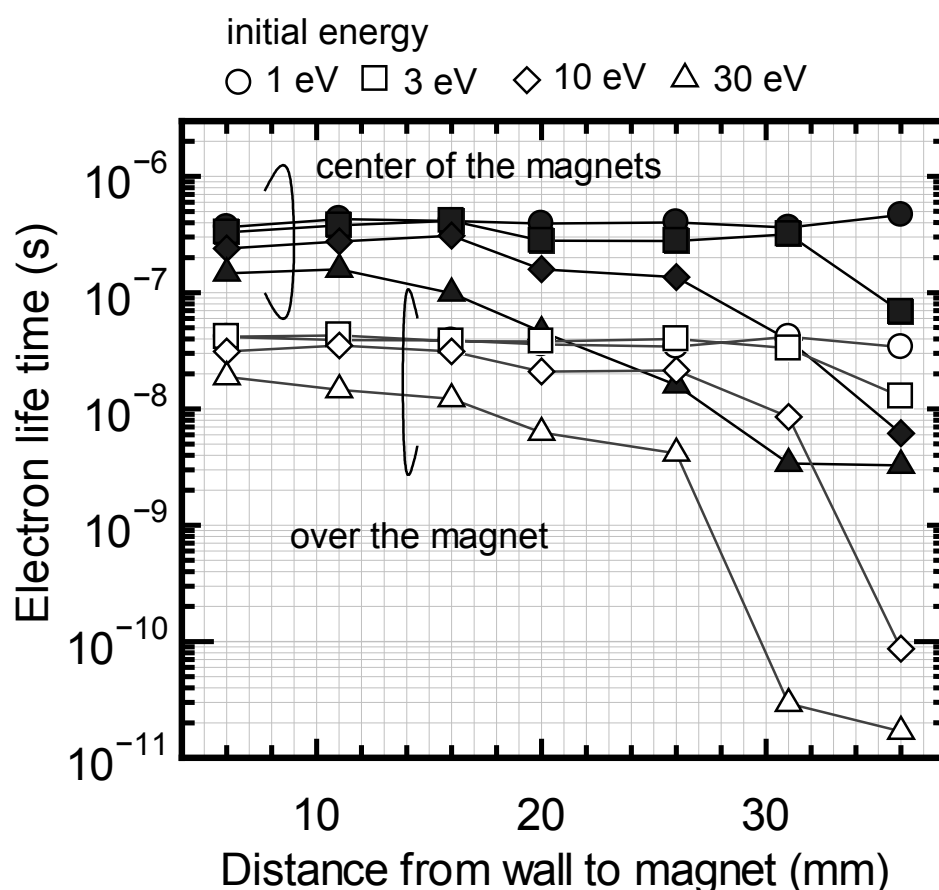


図 4-9. 永久磁石とプラズマチャンバー内壁の距離による、放出電子のエネルギーを変えたときの電子の寿命。電子の放出位置を永久磁石直上と磁石と磁石との中心位置の場合をシミュレーションした

4-1-3. 磁場強度とジボラン・アルシン分子イオンの成分比変化

永久磁石とプラズマチャンバー内壁との間の距離を変化し、100 MHz容量結合型高周波イオン源のイオン種を測定した結果を図4-10および図4-11に示す。図4-10は水素希釈20%ジボランガスプラズマを生成したときの、水素イオンの成分比を表した図であり、図4-11は水素希釈15%アルシンガスプラズマを生成したときの、水素イオンの成分比を表した結果である。

図4-10のジボランガスプラズマのときは、ビーム電流密度は高周波投入電力により、 $5 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ から $40 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ まで変化している。永久磁石とプラズマチャンバー内壁との距離により水素イオンの成分比に最小値が存在し、距離が16 mmでビーム電流密

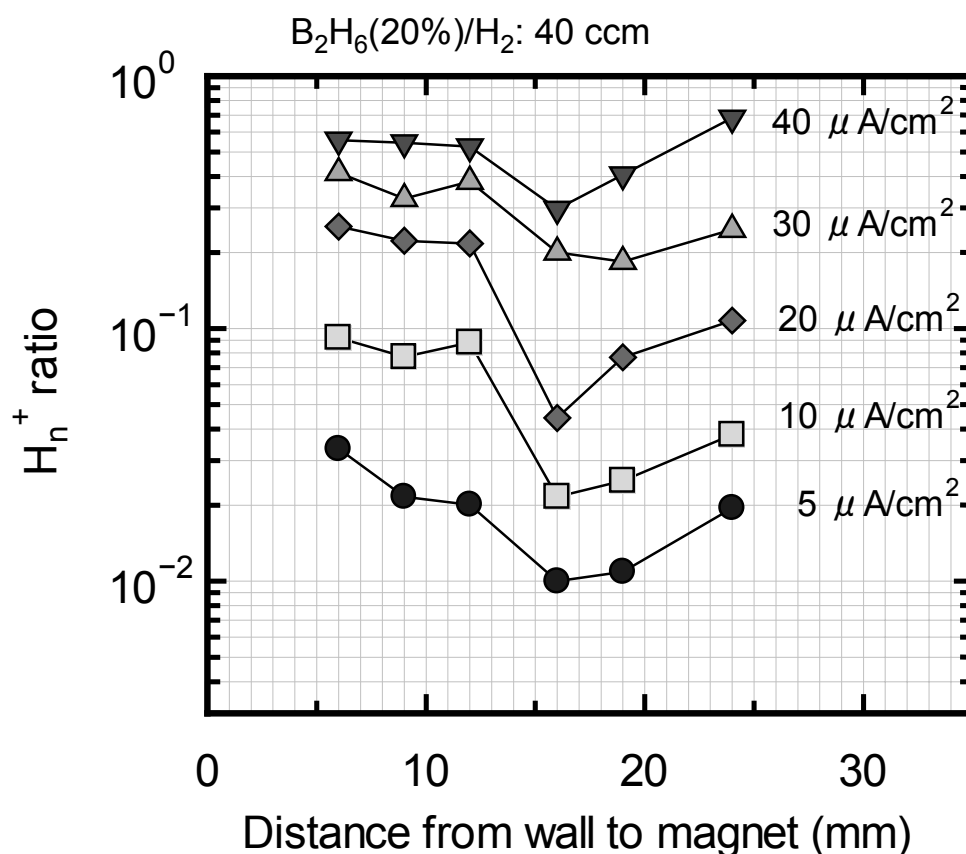


図 4-10. 永久磁石とチャンバー内壁との距離による、100 MHz 水素希釈20%ジボランプラズマ中の水素イオン成分比の変化

度が $5 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ のとき、水素イオンの成分比が1%まで少なくなっていることが解る。また、ビーム電流が $10 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ でも水素イオン成分比が2%程度である。水素イオンを生成せずにジボランイオンのみを生成する最適な磁場が存在する。これは第3章で議論した、シース部での電子の最大加速エネルギーが磁場により変化している。

図4-11は水素希釈15%アルシンガスを生成したときの、水素イオンの成分比を測定した結果である。ジボランと同じように、水素イオンの成分比が最小となる、永久磁石とプラズマチャンバー内壁の距離の存在することが解る。イオン電流密度が $10 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ 、 $20 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ でも距離が11 mmのとき水素イオンの成分比は1%になっている。また、永久磁石とプラズマチャンバー内壁の距離を6 mm、22 mmと変えても水素イオンの成分比は10%程度である。水素希釈アルシンガスについても、シース部での電子の最大加速エネルギーが水素イオン成分比に影響を及ぼしている。

水素イオンの割合が最小値になる永久磁石とプラズマチャンバー内壁との距離は、

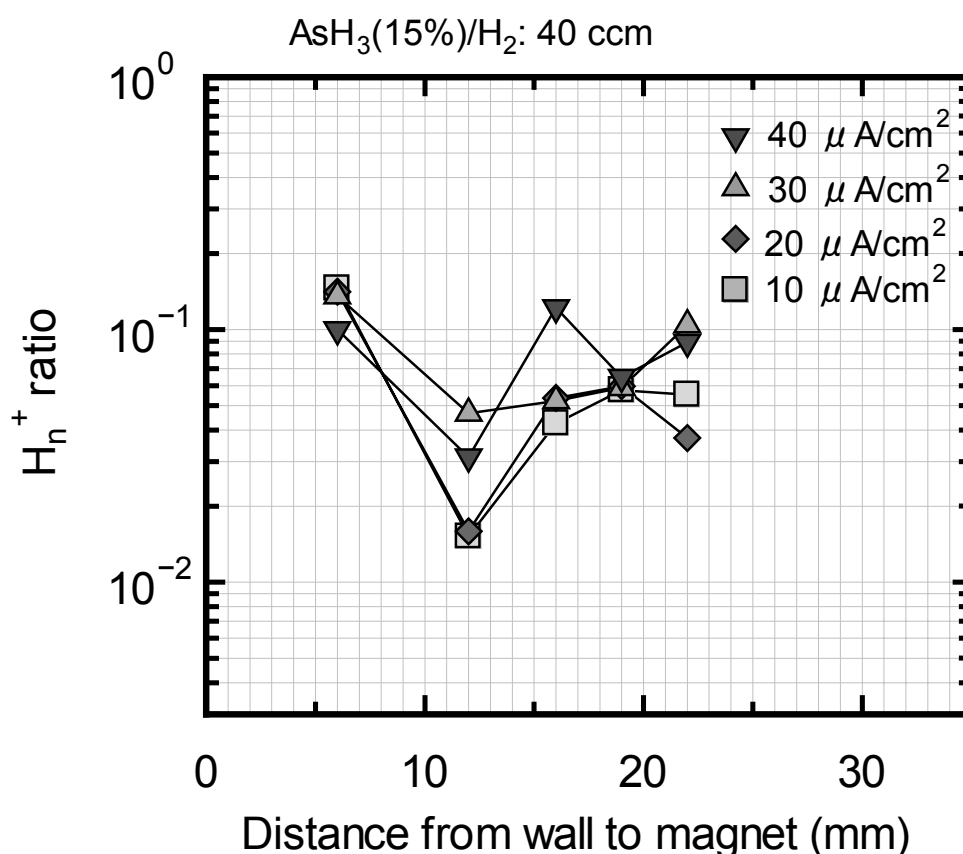


図 4-11. 永久磁石とプラズマチャンバー内壁との距離による、100 MHz 水素希釈 15%アルシンプラズマ中の水素イオン成分比の変化

ジボランプラズマのときは、16 mmであるのに対して、アルシンプラズマのときは11 mmのときである。これはジボランイオンの水素の乖離する電子エネルギーが13.0 eVであるのに対して、アルシニイオンの水素が乖離する電子エネルギーが13.5 eVと0.5 eVだけイオン化エネルギーがアルシニイオンのほうが高いためと考えられる。

4-2. カスプ磁場中における500 MHz高周波放電

周波数が500 MHzとUHF帯になると、プラズマの電子温度が小さくなり、プラズマ密度が大きくなり、電子のエネルギー分布の高エネルギー成分が小さくなる[5,6,7]。また周波数を100 MHzからさらに500 MHzと5倍に増やすと、(4.4)式から電子エネルギーは約100 MHzの高周波放電に比べて、25倍分の1になる。さらなる電子の最大エネルギーを低く、水素イオンの成分比の低減をするには高周波周波数を上げるのが効果的である。

4-2-1. 500 MHz高周波放電の装置構成

500 MHz容量結合型高周波イオン源の回路構成は図4-12のとおりになる。100 MHz高周波放電のときと違い、高周波電源からプラズマチャンバーまでが内部導体と外部導体とで構成された同軸構造になっている。500 MHz高周波電源から、同軸管を用いて電力を伝送する。500 MHz高周波電源とプラズマチャンバーとの間には整合を取るため、スタブチューナを配置している。これを調整することで反射波電力をゼロに調整する。スタブチューナの出力はプラズマチャンバー蓋の中心に、同軸管の中心導体を取り付けてあり、プラズマチャンバーは銅で製作したシールド板で覆われており、シールド板は同軸管の外部導体に接続されている。プラズマチャンバー蓋部分はアルミナで作製した絶縁スペーサを介してプラズマチャンバーと絶縁されている。500 MHz高周波電源は日本高周波製HFS-500-005を用いた。同軸管の線路は同軸管(39D)を用いた。プラズマチャンバーの構造については、13.56 MHzから100 MHzで用いてきたものと同一形状である。

プラズマチャンバーには、マスフローメータを通して半導体材料ガスの水素希釈ジボランまたは水素希釈アルシンを供給している。また、プラズマチャンバー蓋部分および側壁部分は100 MHz高周波放電と同じように、カスプ磁場を形成するための永久磁石を配置している。

プラズマチャンバーには4枚の多孔の電極が配置されており、プラズマ側からプラズマ電極、引き出し電極、減速電極および接地電極と呼ぶ。プラズマ電極と引き出し電

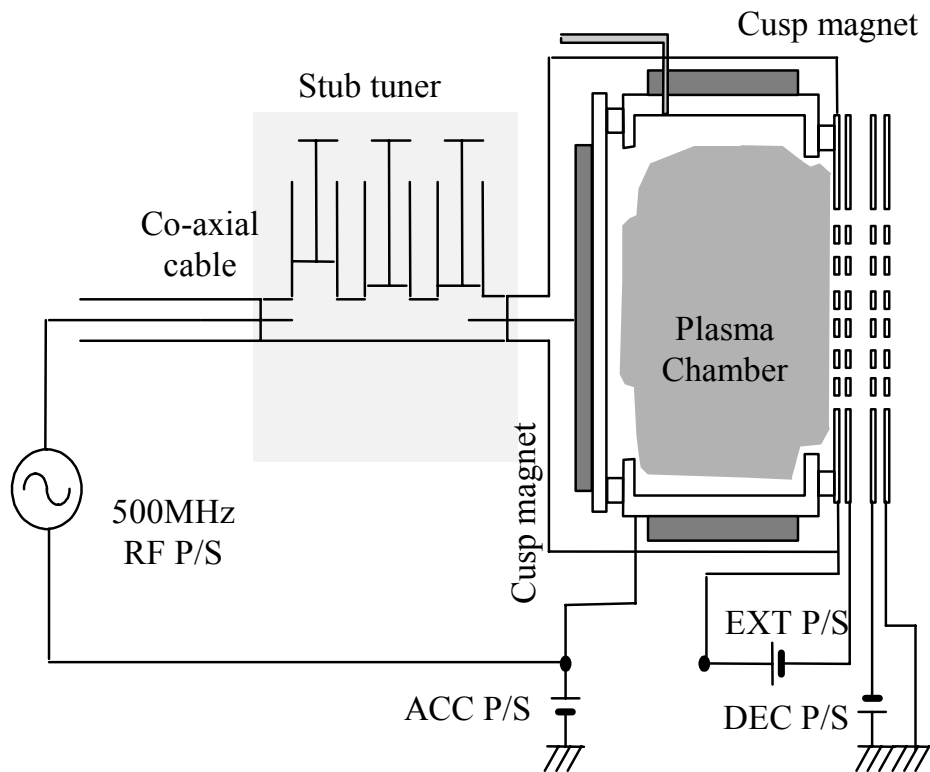


図 4-12. 500 MHz 容量結合型高周波放電の構造

極との間には引き出し電圧を、プラズマ電極と接地電位には加速電圧が印加され、減速電極と接地電極との間には減速電圧が印加されている。

4-2-2. カスプ磁場構造500 MHz高周波プラズマ中の電子の振舞い

図4-13は永久磁石を3本配置し、中心部分から3 eVで垂直に電子が放出したときの電子の軌跡をシミュレーションしたものである。電界は20 V/cmの500 MHz高周波電界を印加している。磁石とプラズマチャンバーとの距離を11 mm、16 mmおよび21 mmと変えることで磁場の強さを調整している。

磁石直上以外は放出した電子はそのままプラズマ中に入射しているのに対して、磁石と磁石の間では、磁場に沿って短い距離を行き来するドリフト運動をしていることが解る。100 MHz高周波放電と違い、シース内部での電子の走行距離が長く、寿命も飛躍的に長くなっている。磁石と磁石の間から飛び出した電子は、磁石直上と極性の反

対の隣の磁石直上との間を行き来するが、永久磁石とプラズマチャンバー内壁との距離を21 mm、16 mm、11 mmと短くし磁場を強くすると、行き来する距離が長くなり、電子で覆われる空間が多くなるが、その軌道は永久磁石とプラズマチャンバー内壁との距離による差はあまり無いことが解る。

図4-14は永久磁石とプラズマチャンバー内壁との間の距離による電子の最大加速エネルギーをシミュレーションから求めたものである。電子の初期エネルギーを1 eVから30 eVまで変化した。永久磁石とプラズマチャンバー内壁の距離により磁場の強さを変化させても、電子の最大加速エネルギーは殆ど変化の無いことが解る。

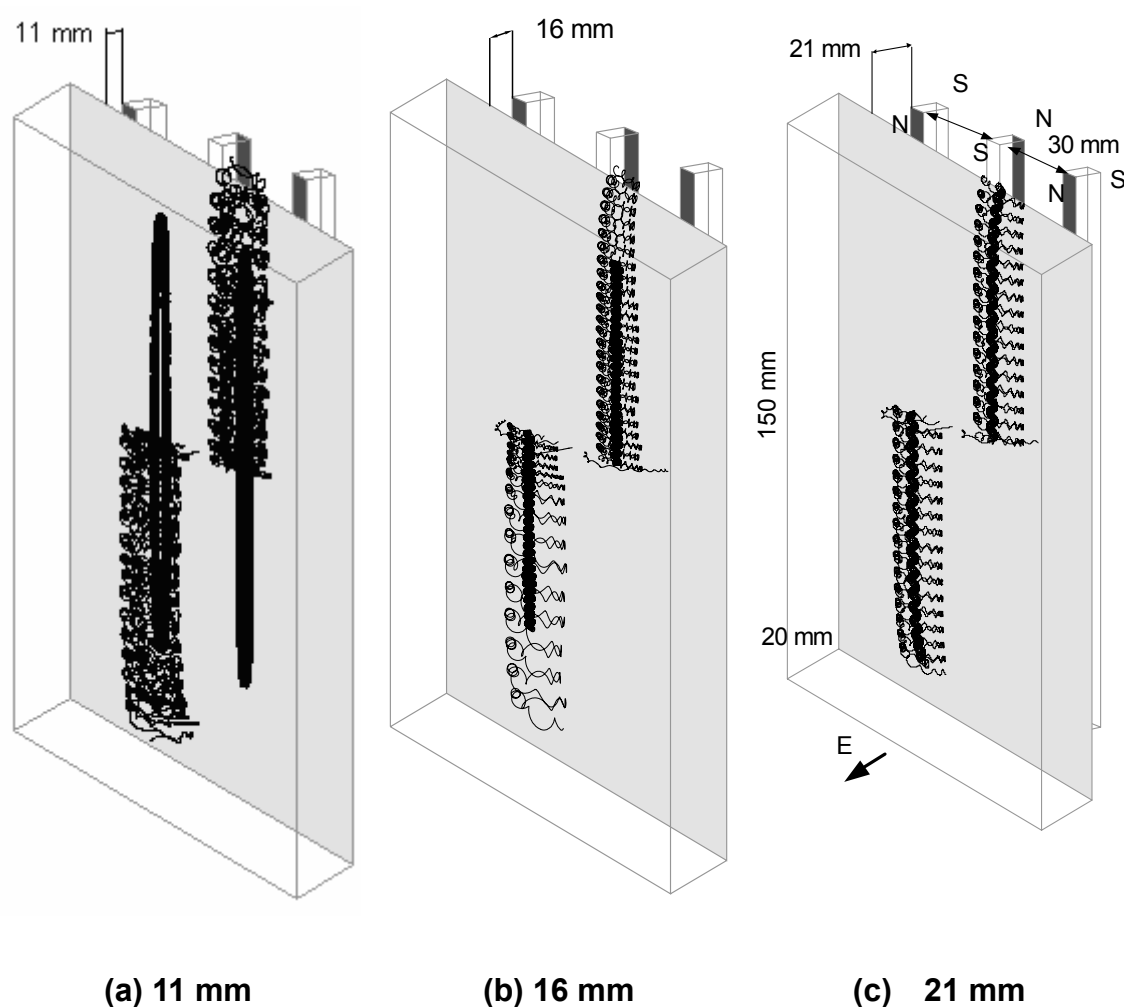


図 4-13. 永久磁石とプラズマチャンバー内壁との距離を変化したときの、500 MHz 高周波プラズマのカスプ磁場中の電子の軌道計算結果。電子の出発点はプラズマチャンバー内壁中心の7点から3 eVでスタートする

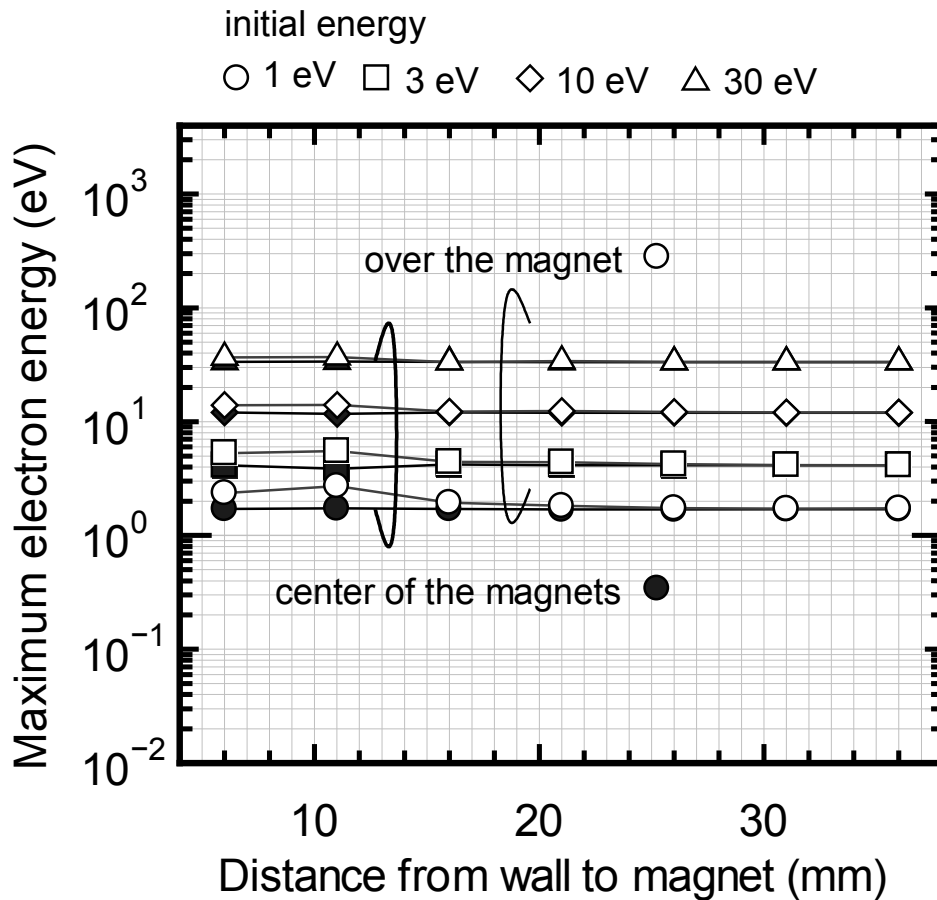


図 4-14. 永久磁石とプラズマチャンバー内壁の距離による、放出電子のエネルギーを変えたときの電子の最大加速エネルギーのシミュレーション結果

これは、500 MHzの共鳴磁場は17.9 mTであり、共鳴磁場までには至らないため、電子エネルギーの増加は無いと考える。永久磁石によるカusp磁場を用いた500 MHz高周波放電による電子の最大加速エネルギーは壁から放出する初期エネルギーで決定することになる。

4-2-3. 500 MHz高周波放電によるジボランプラズマの成分比変化

水素希釈20%ジボランガス($B_2H_6(20\%)/H_2$)をイオン源内に導入し、10 keVで引き出す。その後、E×B質量分析器でイオンビームの成分比測定を行う。また同時にビーム電流密度も測定した。ビーム電流密度はプラズマチャンバーに投入する電力で変化した。その結果を図4-15に示す。

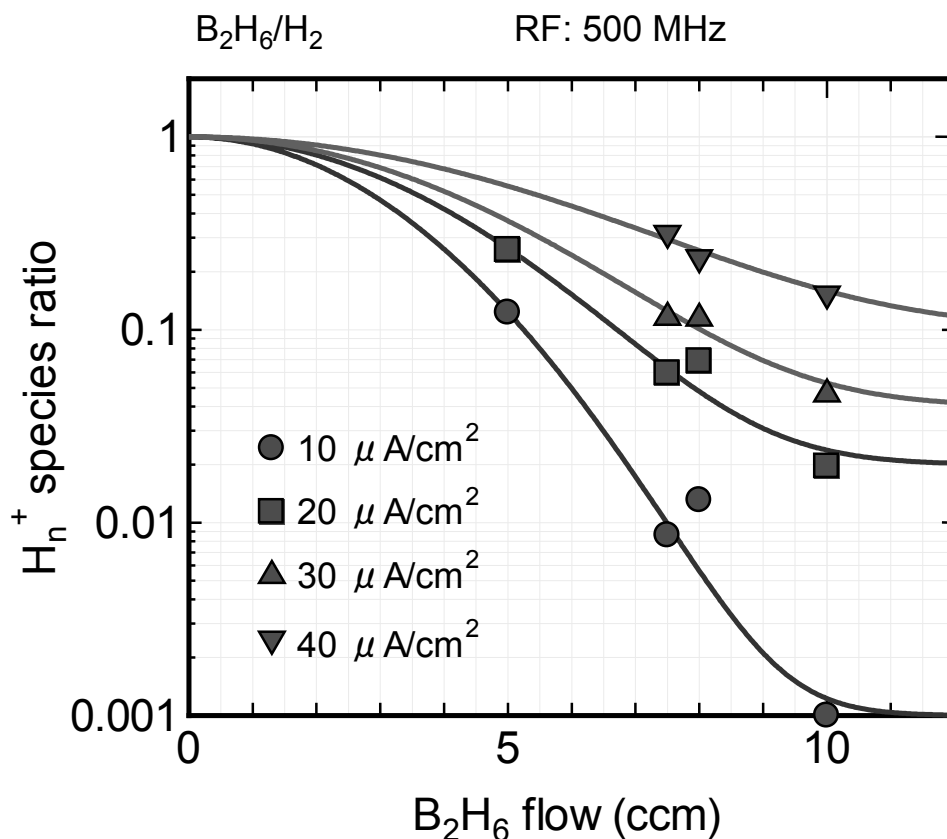


図 4-15. ジボランの実ガス流量に対する 500 MHz 高周波プラズマ中の水素イオンの成分比変化

水素希釈のジボランのガス流量と水素と混合することで、ガスをプラズマチャンバー中に導入した。横軸にガス流量と濃度との積である実ジボランガスの流量を求め、プラズマ中に含まれる水素イオンの成分比をプロットした。またビーム電流密度は高周波投入電力を変えることで調整した。

ジボランの実ガス流量が多くなるほど、水素イオンの成分比は小さくなり、ジボラン流量10 ccm、電流密度が $10 \mu A/cm^2$ では水素の成分比が0.1%にまで減少している。残りの99.9%はほぼホウ素の含んだ分子イオンである。高周波投入電力を上げ、ビーム電流密度を多くすると、水素の成分比が多くなるが、 $20 \mu A/cm^2$ で2%、 $30 \mu A/cm^2$ で5%の水素イオンの成分比である。これは図3-6で表した100 MHz高周波放電に比べて約1桁水素イオン成分比が小さい。500 MHz高周波放電により水素イオン生成がきわめて少なくなることが解った。

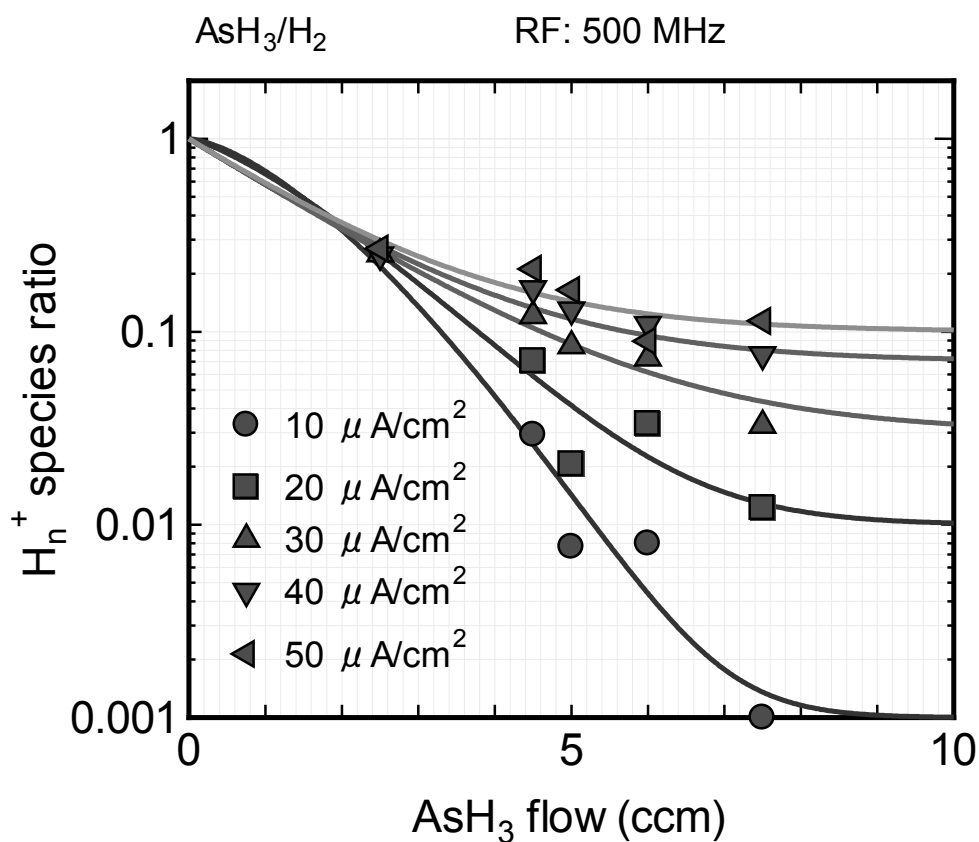


図 4-16. アルシン実ガス流量に対する 500 MHz 高周波プラズマ中の水素イオンの成分比変化

4-2-4. 500 MHz高周波放電によるアルシンプラズマの成分比変化

イオン源内へ水素希釈アルシングスを導入し、プラズマを生成した。水素ガスのガスラインをアルシングスラインと混合し、ガス流量を30 ccm～50 ccmまで調整することで、アルシングスを2.5 ccmから7.5 ccmまで変化した。高周波投入電力によりビーム電流密度を変化したときの実アルシングス流量に対する水素イオンの成分比変化を図4-16に示す。

ビーム電流密度が多くなるほど水素イオンの成分比が増加している。実アルシン流量7.5 ccm、電流密度が10 $\mu\text{A}/\text{cm}^2$ では水素イオンの成分比が0.1%にまで減少しており、残りの99.9%はほぼ砒素の含んだ分子イオンである。高周波投入電力を上げ、ビ

ーム電流密度を多くすると、水素イオンの成分比が多くなるが、実アルシン流量が7.5 ccmのとき、 $20 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ で1%、 $30 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ で3%の水素イオンの成分比である。

これは100 MHz高周波放電に比べて約1桁以上水素イオン成分比が小さく、水素イオン生成を少なくするには、ジボランと同じく500 MHz高周波放電が効果的であると言える。

4-3. 高周波イオン源と成分比・プローブ測定

これまでカスプ磁場を配置したバケット型イオン源に容量結合型高周波放電を行うことでプラズマ生成を実施してきたが、500 MHz高周波放電を用いることで水素イオンの成分比をジボランプラズマおよびアルシンプラズマにおいて、およそ0.1%まで少なくすることが可能となった。これは100 MHz高周波放電を用い、水素イオンの成分比を1%に少なくしたことに對して、さらに一桁少ない数字である。

本項では、500 MHz高周波放電により水素成分比が0.1%になった要因を、電子の最大加速電圧の観点で論じる。

4-3-1. 高周波周波数に対するジボランプラズマ中の水素イオンの成分比率

高周波周波数を13.56 MHz、100 MHzさらに500 MHzと高くするほど、ジボランプラズマ、フォスフィンプラズマおよびアルシンプラズマ中の水素イオンの成分比が小さくなるのがこれまでの結果から明らかになった。容量結合型プラズマチャンバーの蓋の給電部分の電圧を測定することで、プラズマシースにかかる最大電子エネルギーを13.56 MHzおよび100 MHzで求めてきたが、500 MHzについては、プラズマ中にさらしたプローブによりプラズマポテンシャルを測定し、その値から電子の最大加速電圧を求めた。

ジボランプラズマを生成したときに含まれる水素イオンの成分比を周波数に分けてプロットしたのが図4-17である。13.56 MHz、100 MHzおよび500 MHzと周波数を変化することで電子の最大加速エネルギーは小さくなり、プラズマ中に含まれる水素イオンの成分比も小さくなっていることが解る。プラズマ中に含まれる水素イオンの成分比は電子の最大加速電圧により変化し、500 MHz高周波放電ではその電圧が18 Vまで下がっており、そのときの水素イオン成分比が0.1%にまで下がっていることが解る。500 MHz高周波放電では、電子の最大加速電圧が18 Vから30 Vまでであり、100

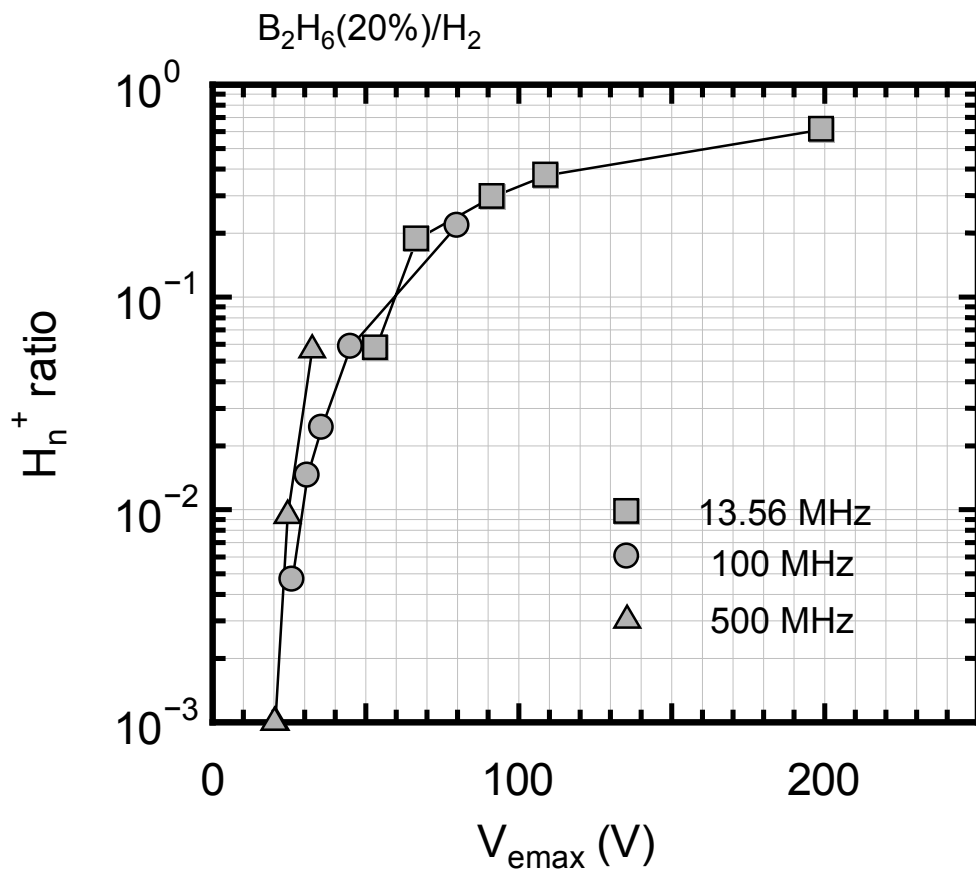


図 4-17. 高周波周波数による電子の最大加速電圧に対する水素希釈ジボランプラズマ中の水素イオン成分比の変化

MHzに比べて、電子の最大加速電圧が低くなることが解る。

4-3-2. 高周波周波数に対するフォスフィンプラズマ中の水素イオンの成分比率

水素希釈フォスフィンプラズマ中の水素イオンの成分比についても、プラズマ中の電子の最大加速電圧で表すことが可能である。図4-18に13.56 MHz、100 MHzおよび500 MHz高周波放電における電子の最大加速電圧に対する水素イオン成分比を示

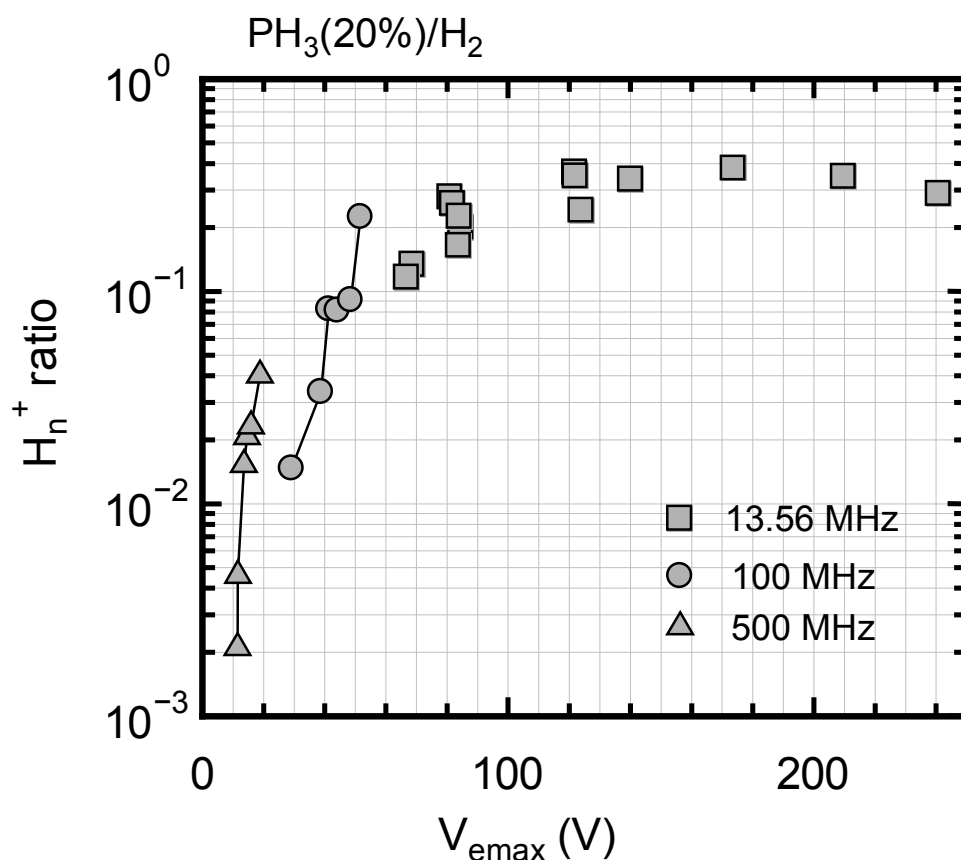


図 4-18. 高周波周波数による電子の最大加速電圧に対する水素希釈フォスフィンプラズマ中の水素イオン成分比の変化

す。

ジボランと同じように13.56 MHzでは電子の最大加速電圧が高いため、水素成分比が20%近くまで高くなるのに対して、100 MHzでは、電子の最大加速電圧が30 Vから50 Vなので、水素イオン成分比も2%から20%の間である。また500 MHz高周波放電では電子の最大加速電圧が10 Vから20 Vの間になるため、水素イオン成分比も0.2%から2%の間とかなり小さい量となる。

4-3-3. 500 MHz高周波ジボランプラズマ中電子のエネルギー分布

水素希釈の20%ジボランガスを500 MHz高周波イオン源内に40 ccm導入し、プラズ

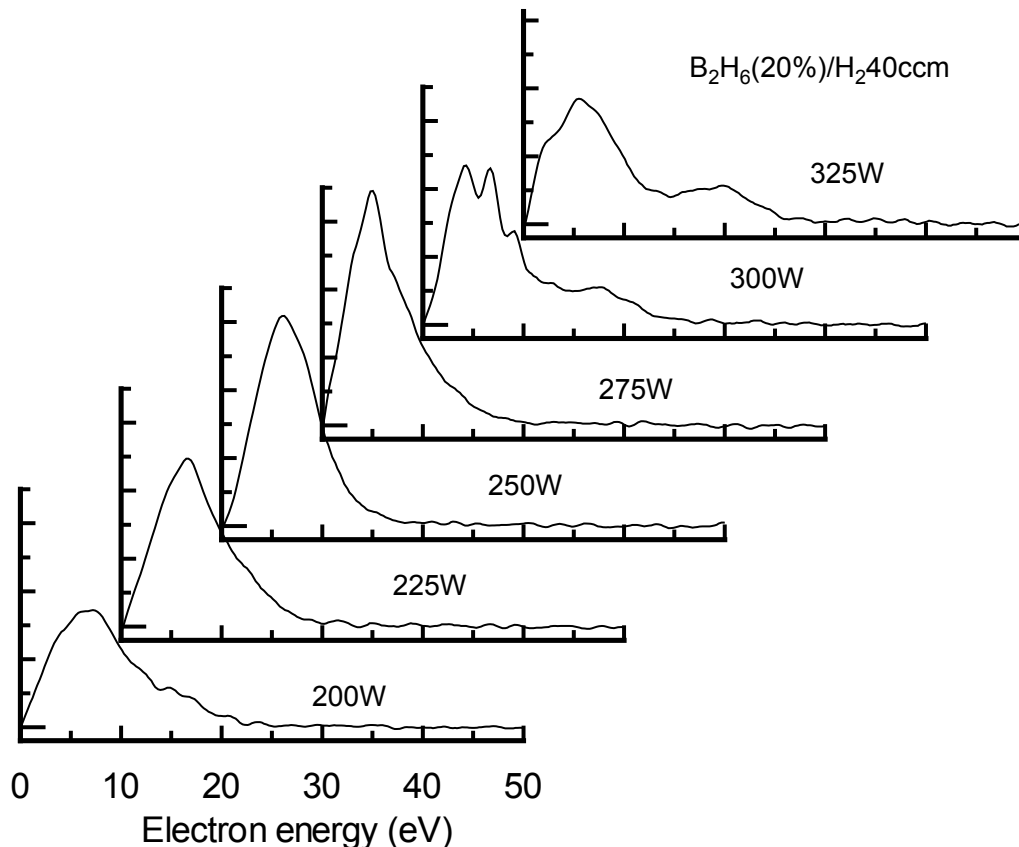


図 4-19. 高周波投入電力に対する、500 MHz 高周波ジボランプラズマ中電子のエネルギー分布変化

マを生成した。プラズマチャンバーの中央付近に、直径0.1 mm長さ5 mmのプローブを導入し電子のエネルギー分布を測定した。

高周波投入電力を200 Wから325 Wまで変化したときの電子エネルギー分布測定結果を図4-19に示す。200 Wのときが $40 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ のビーム電流密度であり、325 Wのときは $130 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ のビーム電流密度に相当する。したがって水素イオンの成分比は10%以上のプラズマ中の電子エネルギー分布を表している。高周波投入電力の小さいときは、5 eV付近にピークを持つ分布であるのに対して、高周波投入電力が高くなると、20 eV付近にピークが5 eV付近のエネルギー分布と同時に現れはじめていることが解る。高周波投入電力が高くなると、高周波プラズマのシース部分の電圧が高くなり、その結果シース部分で高速の電子が生成しているためと予想できる。

4-4. まとめ

カस्प磁場構造の高周波イオン源を用いて、プラズマ中のイオン種制御を行った。100 MHz高周波放電のときは、カस्प磁場の磁場強度を調整することで、水素希釈ジボランイオンの水素イオン成分を1%にまで少なくすることができた。また水素希釈アルシンプラズマのときも水素イオン成分がおよそ1%台になることが解った。これはプラズマ中の電子の最大加速エネルギーを小さくすることで実現できていることがシミュレーションでも確認した。

さらに水素イオン成分比を小さくするために、500 MHz高周波放電を用いた。これにより、水素希釈ジボランプラズマ中の水素イオンの成分比を0.1%、水素希釈フォスフィンプラズマ中の水素イオンの成分比を0.1%に約一桁100 MHz高周波放電に比べて小さい量にまで少なくすることが可能となった。

500 MHz高周波プラズマは、プラズマ中の電子の最大加速エネルギーがジボランプラズマでは20 eV、フォスフィンプラズマでは10数 eVになっており、そのエネルギーが解離した水素イオンの生成とほぼ同じエネルギーまで下がったことが原因であると考えられる。

プラズマ中の電子のエネルギー分布では、プラズマ中のエネルギー分布の他に、高エネルギー成分の電子が高い高周波電力のときに存在することを確認した。

プラズマ中の電子の最大加速エネルギーを制御することで、水素イオン生成が無くなり、目的とするイオン種がほぼ99.9%生成することを実現できた。

大面積・低エネルギー大電流のイオン注入を行うためには、イオン源の中のイオン種を制御することは必要である。500 MHzのカस्प磁場構造の高周波イオン源を用いることで水素イオン成分比を0.1%にまで下げることができ、産業上の応用が期待される。

参考文献

- [1] 赤崎正則, 村岡克紀, 渡辺征男, 蛭原健治: “プラズマ工学の基礎”, 産業図書, 東京 (1984).
- [2] 林泉: ”プラズマ工学”, 朝倉書店, 東京 (1987) 第7章.
- [3] 日本学術振興会第132委員会編: “電子・イオンビームハンドブック 第2版”, 日刊工業新聞社, 東京 (1986) 第9章.
- [4] T. Sato, K. Ohta, N. Asahi, Y. Ono, Y. Oka, I. Hashimoto, K. Arimatsu, Nucl. Instrum. Methods, B19/20 (1987) 644.
- [5] 寒川誠二, プラズマ・核融合学会誌, 第74巻 第4号 (1998) 354.
- [6] 野田周一, プラズマ・核融合学会誌, 第77巻 第7号 (2001) 652.
- [7] 寒川誠二, プラズマ・核融合学会誌, 第77巻 第7号 (2001) 666.

第5章 高周波イオン源によるビームプロファイル制御

半導体製造におけるイオン注入プロセスは、低エネルギー大電流のビーム輸送が必要であるとともにウェーハの大口径化にも対応する必要がある。プラズマ中の電子のエネルギーにより、プラズマ中のイオン種の制御を行ってきたが、イオン源から直接ウェーハに注入するためには、イオン源から放出されるイオンビームを空間的に均一にする必要がある。

本研究で用いているバケット型イオン源は大面積イオンビームを実現する方法として一般的に用いられている。イオン源から引き出されるイオンビームの均一性を調整するには、複数の熱フィラメントカソードを用いてプラズマ密度を局所的に変化することで実現している。しかしながら、熱フィラメントカソードはタングステンといった重金属を使用すること、また熱輻射によるイオン源に用いる構造部材が温度上昇することにより重金属が蒸発するため、トランジスタの電気特性に影響を及ぼす。そのため、できるだけ熱フィラメントカソードの使用を少なくする必要がある。

高周波放電は放電維持のための熱フィラメントカソードを使わないため、カソードからの重金属汚染については考慮する必要が無い。一般に工業用に用いている13.56 MHzの高周波周波数では、その波長が表2-1にまとめたように22.1 mと長く、イオン源寸法より十分長いので、高周波電力供給回路は、集中定数回路として扱うことになり、イオン源中のプラズマの空間密度制御は困難である。周波数が高くなると波長が短くなる。たとえば500 MHz高周波周波数についてはその波長は600 mmと実際のプラズマチャンバーの大きさ(長さ550 mm×幅240 mm×深さ200 mm)と近い寸法になる。波長がチャンバーと同じ寸法に近づくと、電磁波の伝播は波として扱うことができる。チャンバーに入る電磁波を二次元に制御することでプラズマ空間密度の制御が可能となる。

イオン源プラズマの密度分布を制御することで、イオンビームの均一性制御について本章で説明を行う。初めにプラズマチャンバーに伝播する電磁波の時間変化の解析を行った。次にその解析をもとに、プラズマの空間分布を制御したイオンビーム発生を行った。

5-1. FDTD法による500 MHz電磁波の伝播の解析

500 MHz高周波放電によるプラズマチャンバーの様子を図5-1に示す。イオン源の蓋部分と壁部分は絶縁スペーサで絶縁している。蓋は長さ570 mm×幅320 mmの長方形をしており、その中心部分にスタブチューナを通して高周波を導入している。蓋部分は高周波同軸管の接地側電極に接続したシールドで覆われており、蓋とシールド

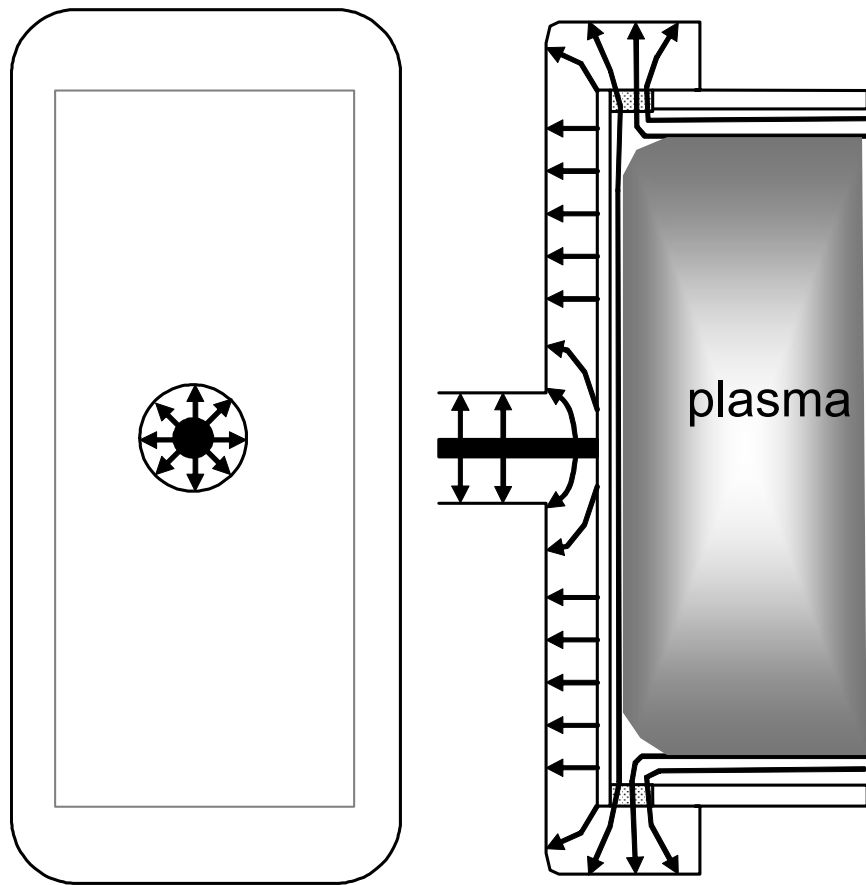


図 5-1. イオン源への高周波の伝播。実線は電気力線を表す

板が導波管になっている。

蓋の中心に導入した電磁波は蓋とシールドとの間を伝播し四方の絶縁スペーサを通してプラズマチャンバーに電磁波が入り込む。これによりプラズマチャンバー内にプラズマが生成される。同軸管の中心線はスタブチューナを通してイオン源の給電部に取り付けられているが、イオン源への高周波の伝播は図5-1のようになる。実線は電気力線を表している。簡単のため電磁波の伝播をイオン源蓋の二次元の波動として取り扱う。電磁波の進行方向に対して磁界が同一面内にあり、電界が垂直なTM波 (Transverse Magnetic Wave)について解析を行う。

マイクロ波電磁界の数値計算はFDTD法 (有限差分時間領域法 Finite Difference Time Domain method)、有限要素法、モード・マッチング法がある[1,2,3]。ここでは過渡現象をシミュレーションできる、FDTD法を用いてイオン源高周波導入部分の電磁界シミュレーションを行った。電磁波は時間とともに変化するので、時間項を含むマックスウ

ヘルの方程式は、導電率を無視すると次式の形になる。

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{H} &= \varepsilon_r \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E} \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\mu_r \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{H}\end{aligned}\quad (5.1)$$

大気中の電磁波の伝播を扱うので、比誘電率 ε_r と比透磁率 μ_r を1.0とする。二次元xy平面におけるTM波のマックスウェル方程式は、

$$\left. \begin{aligned}\varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} E_z &= \frac{\partial}{\partial x} H_y - \frac{\partial}{\partial y} H_x \\ \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} H_x &= -\frac{\partial}{\partial y} E_z \\ \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} H_y &= \frac{\partial}{\partial x} E_z\end{aligned}\right\} \quad (5.2)$$

となる。この式をYee's mesh に基づき差分化すると次式のとおりになる[4]。

$$\left. \begin{aligned}\varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} E_z(i, j) &= \frac{H_y\left(i + \frac{1}{2}, j\right) - H_y\left(i - \frac{1}{2}, j\right)}{\Delta x} \\ &\quad - \frac{H_x\left(i, j + \frac{1}{2}\right) - H_x\left(i, j - \frac{1}{2}\right)}{\Delta y} \\ \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} H_x\left(i, j + \frac{1}{2}\right) &= -\frac{E_z(i, j+1) - E_z(i, j)}{\Delta y} \\ \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} H_y\left(i + \frac{1}{2}, j\right) &= \frac{E_z(i+1, j) - E_z(i, j)}{\Delta x}\end{aligned}\right\} \quad (5.3)$$

この式を数値解析することで電磁波の伝播を求める。

5-2. 500 MHz高周波イオン源の電磁波解析

5-2-1. 高周波周波数による電磁波の伝播

FDTD法を用いてTM波の蓋上の電界分布を解析した結果が図5-2である。300 mm × 600 mmの蓋部分を通過し、絶縁スペーサを通過してプラズマチャンバーに電磁波

が伝播する。長方形の蓋の中心に励振点を設け、そこから電磁波を発振する。

時間に対する電界強度分布を表している。電磁波を印加してから0.1周期、1周期、10周期後の電界強度分布を等高線で表している。発振周波数を500 MHz、300 MHz、200 MHzと変化した。500 MHz、300 MHzでは、時間に対して波が伝播し反射する様

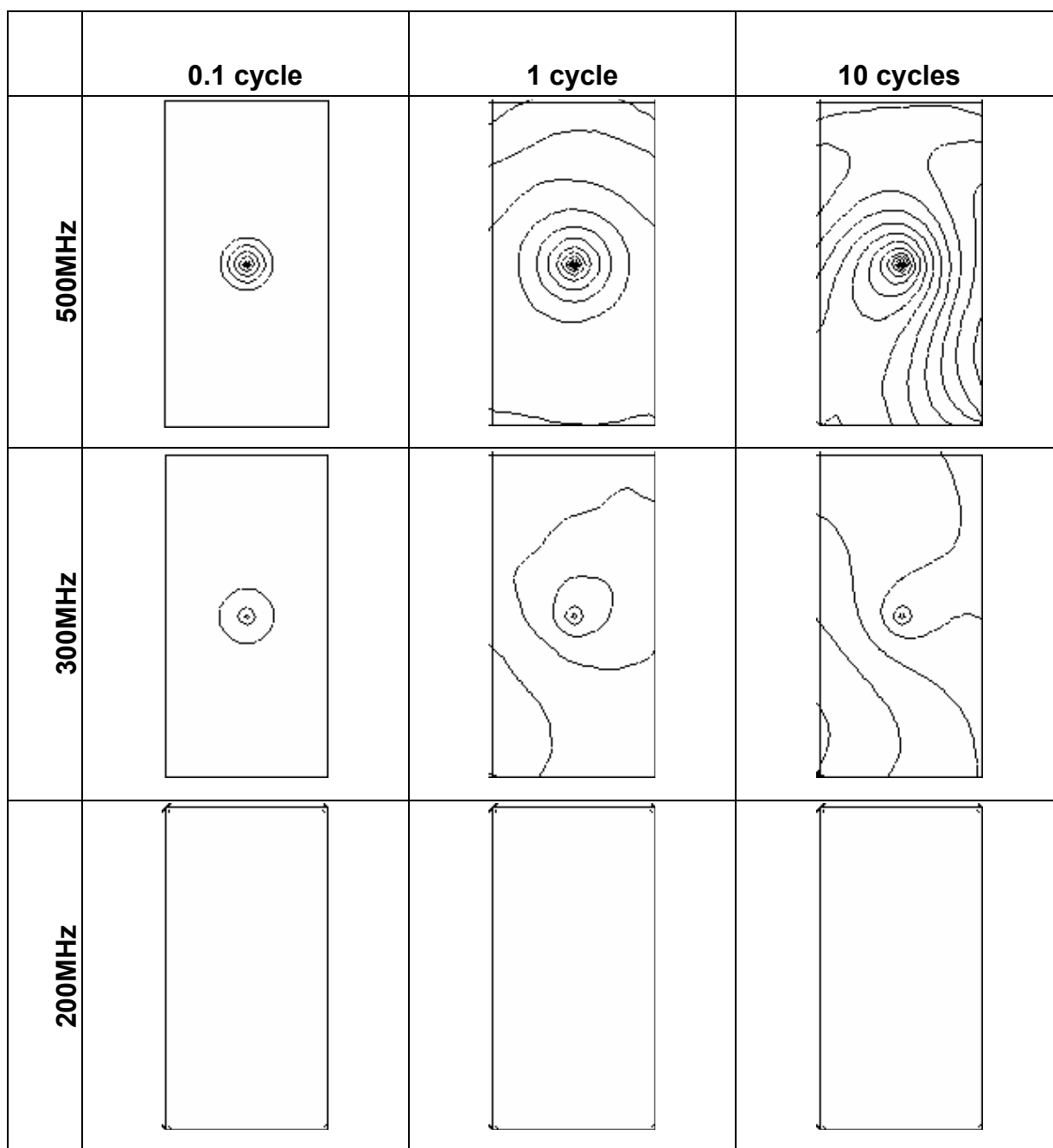


図 5-2. 中心に振励点を置いたときの電界の時間変化。高周波周波数を 500 MHz ・ 300 MHz ・ 200 MHz と変化している。幅 300 mm ・ 高さ 600 mm

子が現われている。ところが200 MHzでは電磁波が入り込んでいないことが解る。

これは導波管を伝播できる下限の波長は遮断波長より短い必要がある。遮断波長

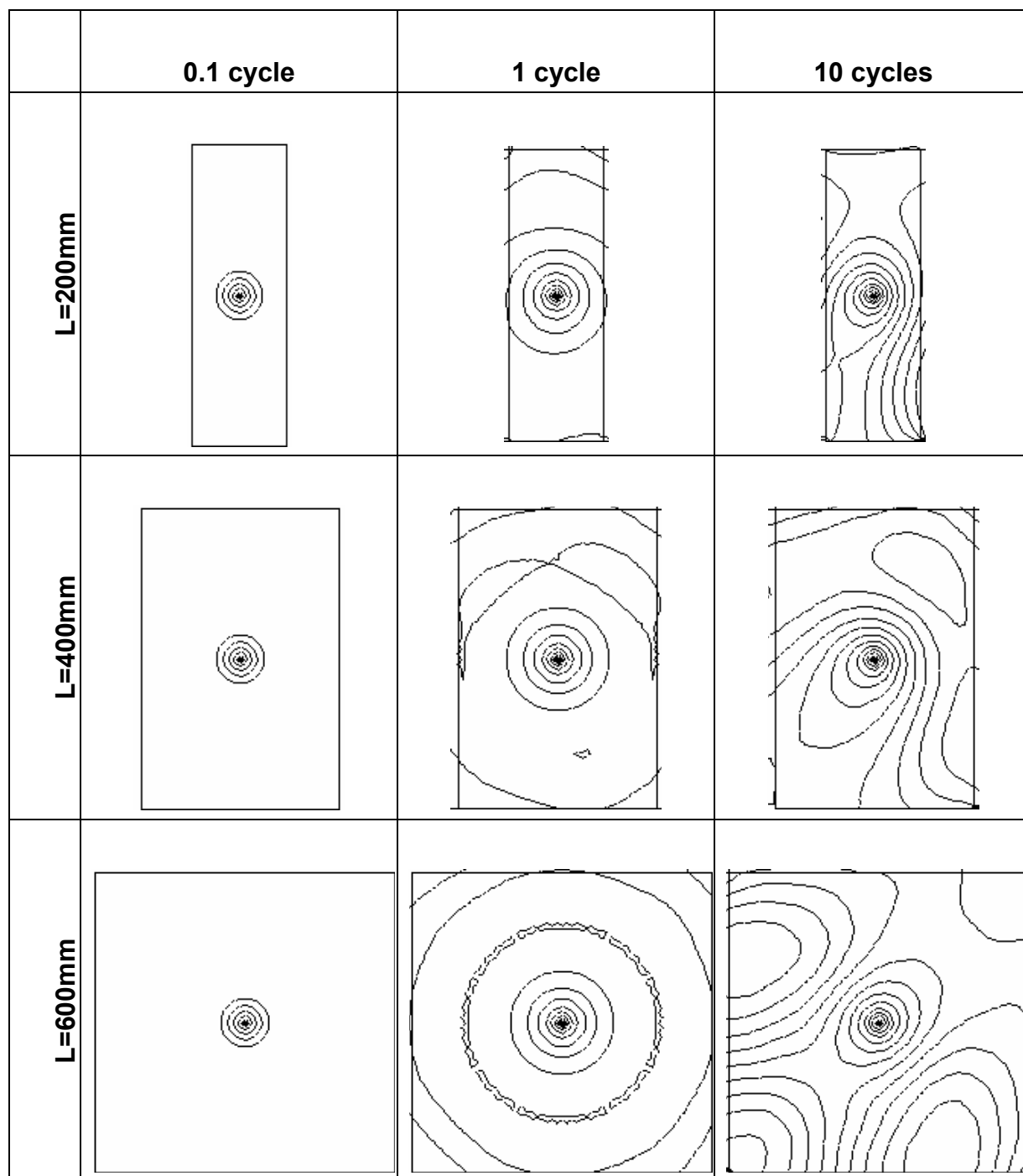


図 5-3. 蓋の幅を変化したときの、500 MHz TM 波の時間変化。長方形の長さを 600 mm で固定し、幅 L を 200 mm から 600 mm まで変化している

はTM波のときは、導波管長径 a のおよび短径 b 、カットオフ波長を λ_c とすると次式で表すことができる[6]。

$$\lambda_c = 2a \quad (5.4)$$

図5-2では長径 a が600 mm、短径 b が300 mmであるので、波長1.2 m以下の電磁波が伝播できることになる。この波長に相当する周波数は250 MHzであるので500 MHzと300 MHzの電磁波は伝播することができたのに対して、200 MHzの電磁波は蓋部分の伝播は不可能となる。

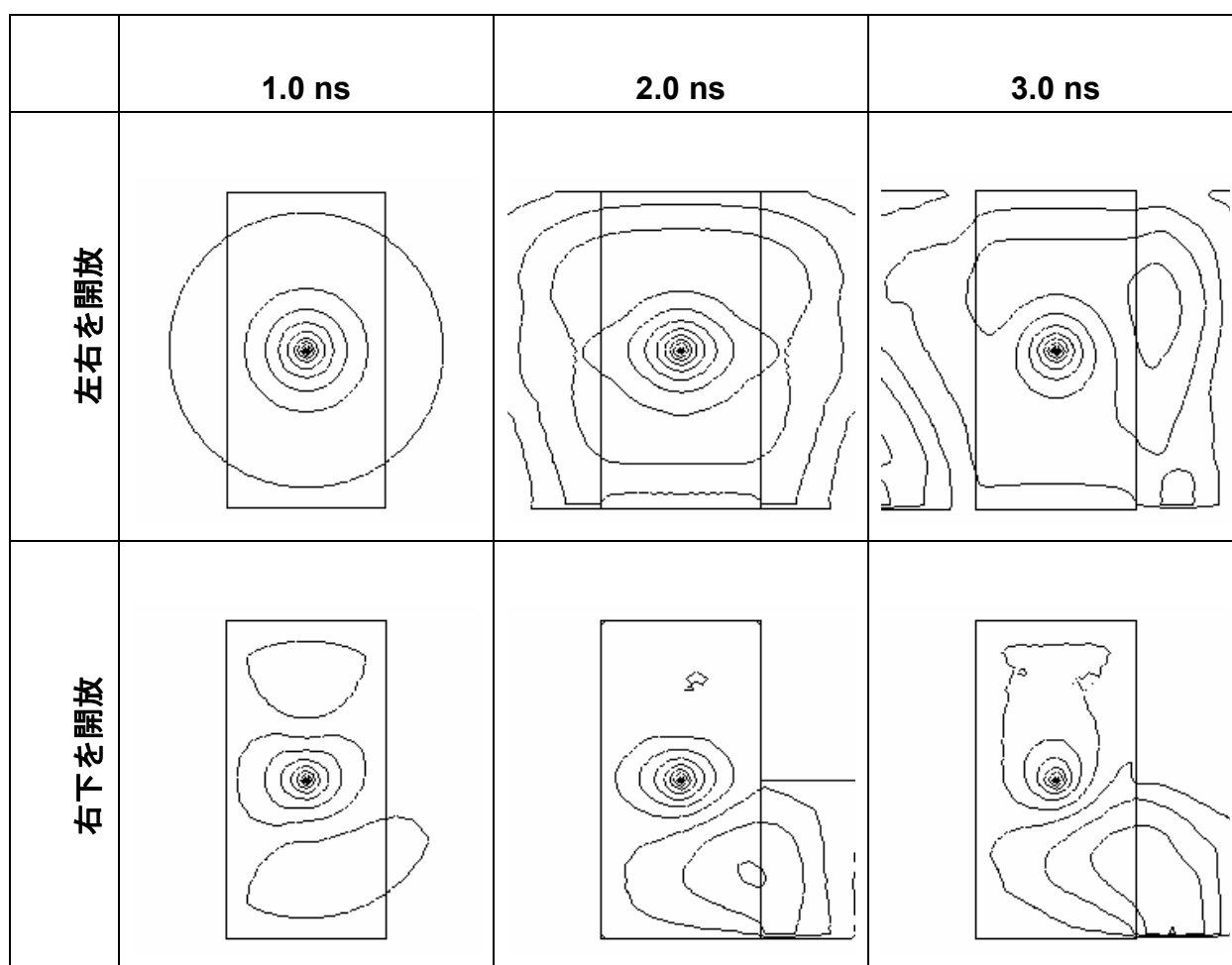
これまで用いてきた13.56 MHz、40 MHz、100 MHzといった周波数では、波長の長さが表3-1に示すように、それぞれ22.1 m、7.5 m、3.0 mであるので、高周波電源からプラズマチャンバー蓋までの長さは波長の長さに比べて長いため、高周波の電気回路を集中定数回路として扱ってきた。それに対し、500 MHzの周波数では波長の長さが600 mmであるので、プラズマチャンバーの大きさとほぼ同じになる。このため500 MHzの高周波電気回路では、分布定数回路で扱う必要があり、電磁波の伝播を考慮する必要がある。

5-2-2. 蓋の大きさによる電磁波伝播の変化

励振周波数を500 MHz、蓋の長さを600 mm一定とし、蓋の幅を200 mmから600 mmまで変化したときのTM波の時間変化を図5-3に示す。電磁波を印加してから0.1周期、1周期、10周期後の電界強度分布を等高線で表している。図のように蓋の幅が300 mmから200 mmへ小さくなくても電磁波は伝播していることが解る。高周波の遮断波長は長方形の長径により決まり、短径では無いことを意味している。また幅が600 mmになると、等高線の鞍点が四方に増えていることが解る。プラズマチャンバーのどちらか一方が、遮断波長以上であれば、500 MHz高周波電磁場は伝播することになる。

5-2-3. 制御板取り付け時の電磁波の伝播

プラズマ中のプラズマの空間分布を調整するために、電磁波の侵入場所を外部から制御した。プラズマチャンバーの大きさを、500 MHz高周波の半波長の300 mmと同じ長さの仕切り板を設ける。蓋の長手方向左右にそれぞれ2箇所、上下に2箇所、計6箇所の仕切り板を配置した。この仕切り板を制御板と呼ぶ。制御板間隔を左右に開けたときおよび一ヶ所のみ開けたときの、蓋とシールド板とで構成する導波管内の電磁波の伝播をFDTD法で解析した。図5-4は蓋中心に電界を印加したときの、蓋平面内の電界強度分布を時間に対して解析した結果である。電磁波を印加してから1.0 ns後、



**図 5-4. FDTD 法による 500 MHz 高周波電界の時間に対する導波管内部の電界変化。
左右制御板を開けたときと、右下一ヶ所の制御板を開けたとき**

2.0 ns後、3.0 ns後の電界強度分布を等高線で表している。周波数が500 MHzであるので一周期が2 nsである。上段は左右方向に制御板間隔の開いているとき、下段は右下の一ヶ所が開いているときの電磁波の伝播を表している。制御板の境界条件としては、閉まっているときは、100%反射、開いているときは100%透過としている。制御板の間隔を可変することが透過率変化に相当すると考えられる。制御板の隙間から電磁波が広がり、プラズマ中に広がることが解る。

5-3. 均一性制御機能を持つ500 MHz高周波イオン源の構造

5-3-1. 高周波イオン源の構造

均一性制御機能を持つ500 MHz高周波イオン源のプラズマチャンバーの実施例を図5-5に示す。直方体のプラズマチャンバー内壁に永久磁石によるカusp磁場を配置している。またイオン源の蓋部分と壁部分は絶縁スペーサで絶縁している。蓋は570 mm×320 mmの矩形をしており、その中心部分にスタブチューナを通して高周波を導入している。蓋部分は高周波の接地電位でシールドしており、蓋とシールドが導波管になっている。

蓋の中心に導入した電磁波は蓋とシールドとの間を伝播し四方のアルミナでできた絶縁スペーサを通してプラズマチャンバーに電磁波が入り込む。これによりプラズマチャンバー内にプラズマが生成する。正イオンを加速するために、プラズマ中から正イオ

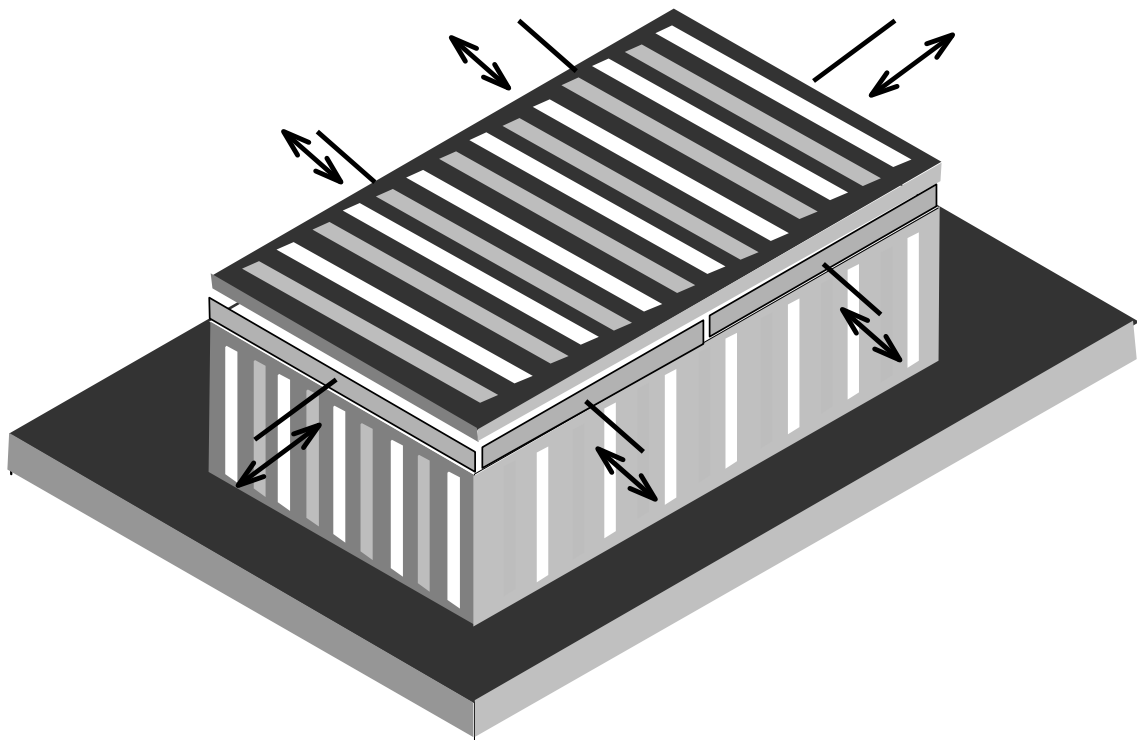


図 5-5. 電磁波導入用制御板の構造

ンを引き出し四枚の電極で電氣的に加減速を行い、イオンビームの引き出しを行う。図4-12にその様子を示す。

500 MHz高周波放電でのECRを生成する磁場は15 mTである。電磁波は絶縁スペーサからプラズマチャンバーに入り込み、永久磁石で構成したカusp磁場で15 mT以上の高磁場である磁石直上から電磁波が蓋の横手方向に伝播し、磁石と磁石との間で電磁波の吸収が起きていることが予想できる。電磁波の入口を調整することでプラズマの強度を調整できることが考えられる。さらに電磁波の伝播できる波長は導波管長径の二倍以下である。500 MHz高周波の波長は600 mmであることから、300 mm以上の幅のある空間は伝播できることになる。

これらのことから図5-6に示す長さ300 mmの制御板を左右4箇所、上下2箇所、合計6箇所、絶縁スペーサ直上に設けた。これらのフランジとの隙間を調整することで電磁波の侵入を制御し、プラ

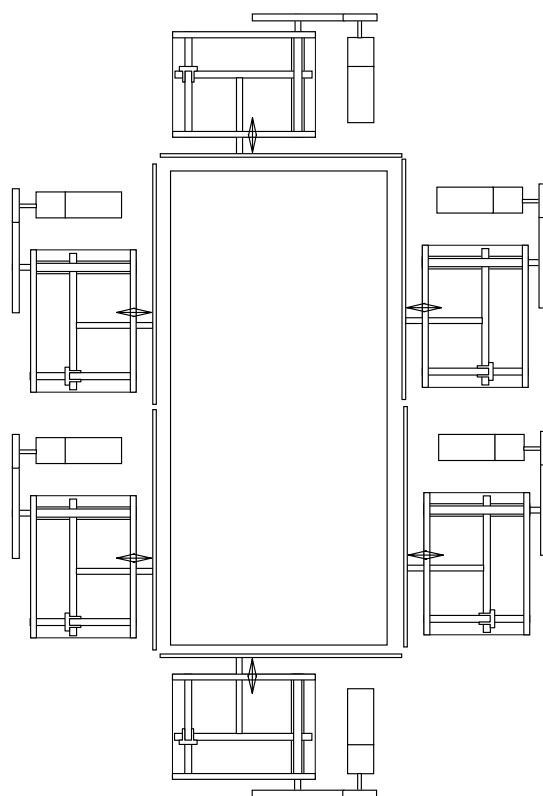


図 5-6. 制御板の遠隔制御の構造。ボールねじによる直進運動で制御板とプラズマチャンバー間の距離を調整する

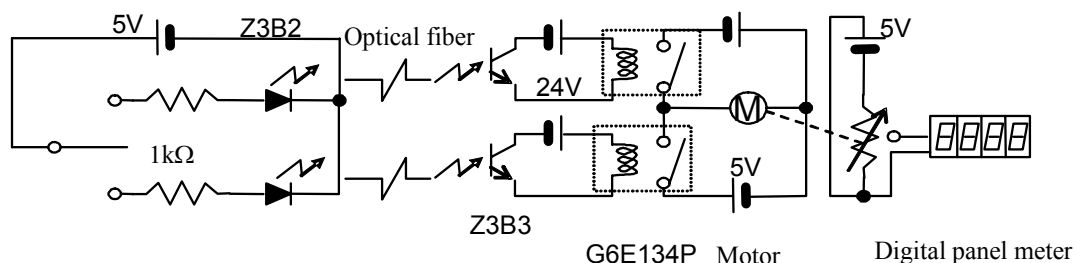


図 5-7. 制御板の遠隔操作回路図

ズマの濃淡を調整する。

高圧電位であるイオン源に組み込まれた制御板を、接地部電位から制御できるように設計・製作した。制御板の位置制御を行うために、モータポテンショ(SMPH22B8-S25HP-10: サカエ通信工業製)を用いた。直流モータと可変抵抗が直結しているので、回転位置検出表示と遠隔操作が可能となる。モータの回転はジュラコン製のギアを通してボールネジを回す。これにより回転運動が直線運動に変わる。制御板は銅でできており、ボールネジを収めた箱は銅板でシールドしている。

モータの直線運動および位置表示を行うために、図5-7のような電子回路の作製を行った。6個の制御板を前後させるために12個の信号が必要となる。接地部と高圧部の信号をやり取りするために、光ファイバを用いた。トグルスイッチを用いてフォトダイオード(Z3B2:オムロン製)を光らす。光ファイバを通じて高圧部のフォトランジスタ(Z3B3:オムロン製)で受光する。オープンコレクタのランジスタによりリレー(G6E-134P:オムロン製)を動作させ、モータポテンショを回転する。モータポテンショはDCモータであるので、正転・逆転は極性を変えるだけで良い。モータと連動した可変抵抗は、電源を通してデジタルパネルメータに接続しており、制御板の位置を表示する。

5-3-2. 500 MHz高周波イオン源とビームプロファイル制御機構

電磁波のプラズマチャンバーへの入り口に制御板を用い調整することでプラズマの強度を制御できることを前章にて解析してきた。これらのことから図5-8に示す幅272 mm、長さ579 mmのプラズマチャンバーに、長さ300 mm程度の制御板を6箇所、プラズマチャンバーと蓋とを絶縁している、絶縁スペーサ直上に設けた。

制御板を用いた500 MHz高周波プラズマを用いてプラズマチャンバー内の空間密度の制御を行った。制御板

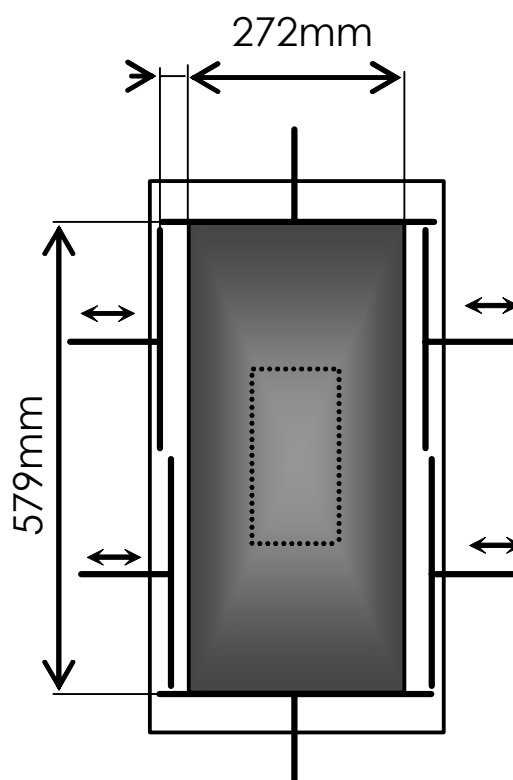


図 5-8. 電磁波導入用制御板の構造

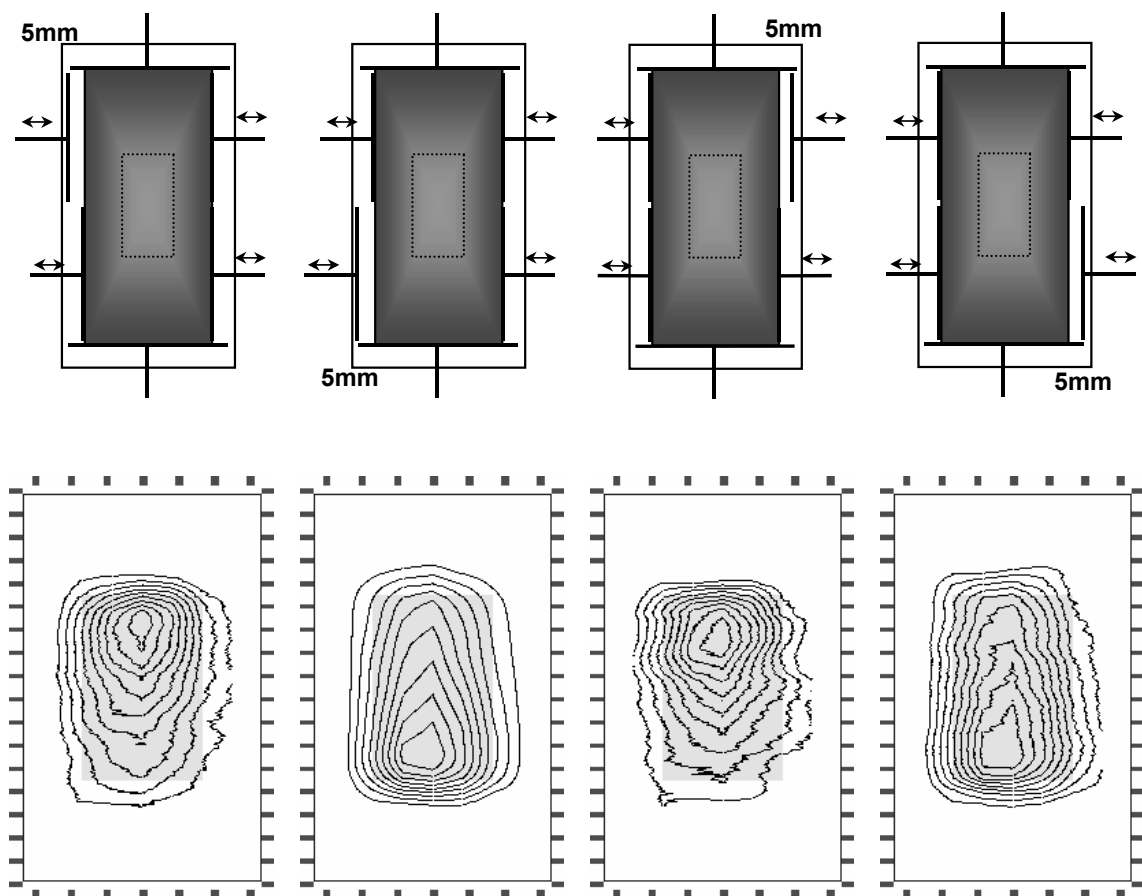


図 5-9. 左右 4 箇所制御板を調整し、電磁波を左右四方向からそれぞれ導入した状態と、水素希釈フォスフィンビームを 10 kV にてイオンビームを引き出したときのビームプロファイルの測定結果

6箇所すべての隙間を無くすとプラズマは生成しなかった。上下の制御板の間隔はゼロとし、上下左右4箇所の制御板の隙間をそれぞれ5 mmずつ開けプラズマを生成した。その様子を図5-9に示す。水素希釈10%フォスフィンガスを50 ccmイオン源に導入し、500 MHz高周波電力を150 Wとし、電圧10 kVにて引き出した。イオンビームを700 mm下流に、左右に7つ配置したファラデーカップを上下に走査することで、イオン電流密度の面内分布(ビームプロファイル)を測定した。

図中上段は6つの制御板の間隔をあらわし、図中下段はファラデーカップで測定した面内分布を等高線で表した。上段の4つの図は実験に用いたプラズマチャンバーと6つの制御板の間隔の関係を表した。左からそれぞれ左上、左下、右上、右下の制御板とプラズマチャンバーとの距離を5 mm間隔に開放し、残り5つの制御板の間隔を0 mmと閉鎖した。図中、中心付近にある点線で表した長方形は多孔電極を表し、この

部分からイオンビームが引き出される。引き出し電極は210 mm×110 mmの711個の多孔で構成している。

また下段は引き出されたイオンビームの電流密度の二次元のビームプロファイルを測定した結果である。上段の制御板の状態が下段の電流密度分布に相当する。ビーム電流密度の面内分布を等高線で表している。たとえば左上の制御板を開放したときのビーム電流密度分布は、上方向にビーム電流密度の山頂があり周りに向かって電流密度が小さくなっている。ビームプロファイル内に灰色の長方形部分があるが、多孔電極の位置に相当する。

左の図から左上の制御板を開放したときは、プラズマチャンバーから引き出されるイオンビームの上側のビーム電流密度が高く、左下を開けたときは下側のビーム電流密度が高くなる。同じように右上を開けたときには上側、右下を開けたときには下側のビ

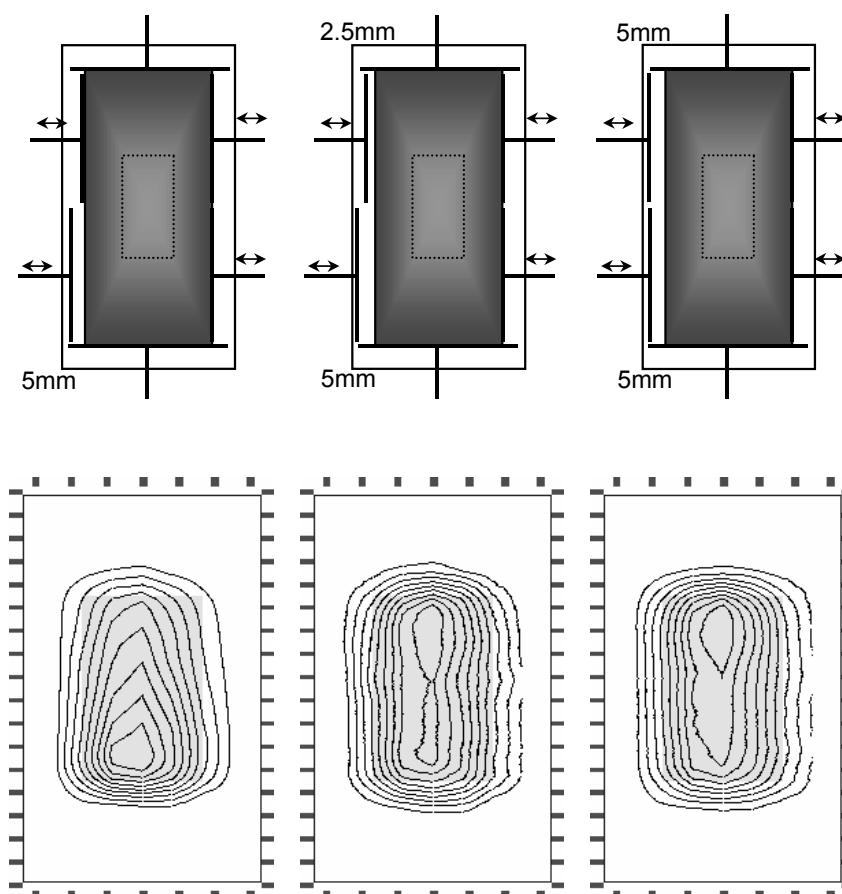


図 5-10. 左下の制御板を開放し、左上の制御板を調整したときのビームプロファイルの最適化。

ーム電流密度が高く、プラズマチャンバー内では上側および下側のプラズマが制御板の開ける位置により濃淡が変化している。このことから、制御板により高周波電磁波の進入経路を調整することができ、進入した場所からプラズマが生成し、プラズマチャンバーから引き出されるビームの面内分布を進入口により調整することが可能となる。

左下一枚の制御板の間隔を5 mmと開放し、左下から高周波電磁波を定常的に進入させる。左上の制御板の間隔を0 mmから5 mmまで変化した。そのときのプラズマチャンバーから引き出されたビームプロファイル変化を図5-10にあらわす。左上の制御板が閉鎖のときは進入口が左下のみとなるため、プラズマチャンバーから引き出されるビームプロファイルは下側のビーム電流密度が高い。左上の制御板の間隔を2.5 mmにすると、ビームプロファイルが長手方向にほぼ均一になる。制御板の間隔が5 mmのときには下側に比べ、上側のビーム電流密度がかえって増加していることが解る。

これらの結果は、制御板の間隔を調整することで、電磁波の進入経路を変えるだけでなく、高周波電力の調整が可能であることを意味している。

5-3-3. 高周波投入電力を増加したときのプロファイル変化

高周波投入電力を変化したときのビームプロファイルを図5-11に示す。水素希釈10%フォスフィンガスを50 ccmイオン源に導入し、500 MHz高周波電力を150 Wおよび200 Wとし、電圧10 kVにてイオンビームを引き出した。制御板は右下一箇所を開け、

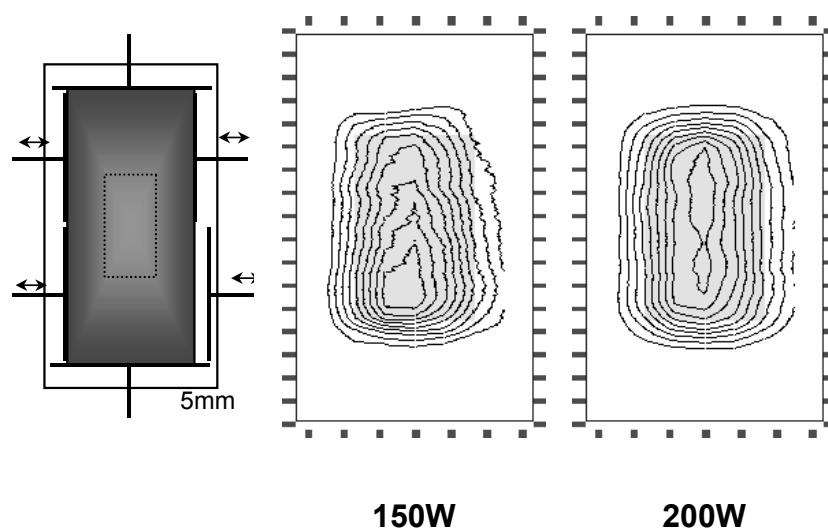


図 5-11. 高周波投入電力を増加したときのプロファイル変化。

他の5箇所は閉じた状態にした。

プラズマチャンバーから引き出されるイオンビームの面内分布は、投入電力が150 Wのときには、下側にビーム電流密度が高い領域があるのに対して、200 Wのときには上側にもビーム電流密度の高い領域があり、比較的面内が均一になっていることが解る。

高周波投入電力が低いときには、入口付近の一部分のプラズマが電力を吸収し、ビーム電流密度の高い空間が存在していたのに対して、高周波投入電力が高くなるに従い、一部分のプラズマで吸収していた電磁波がプラズマチャンバー内全体に広がり面内が均一になったためと考えられる。

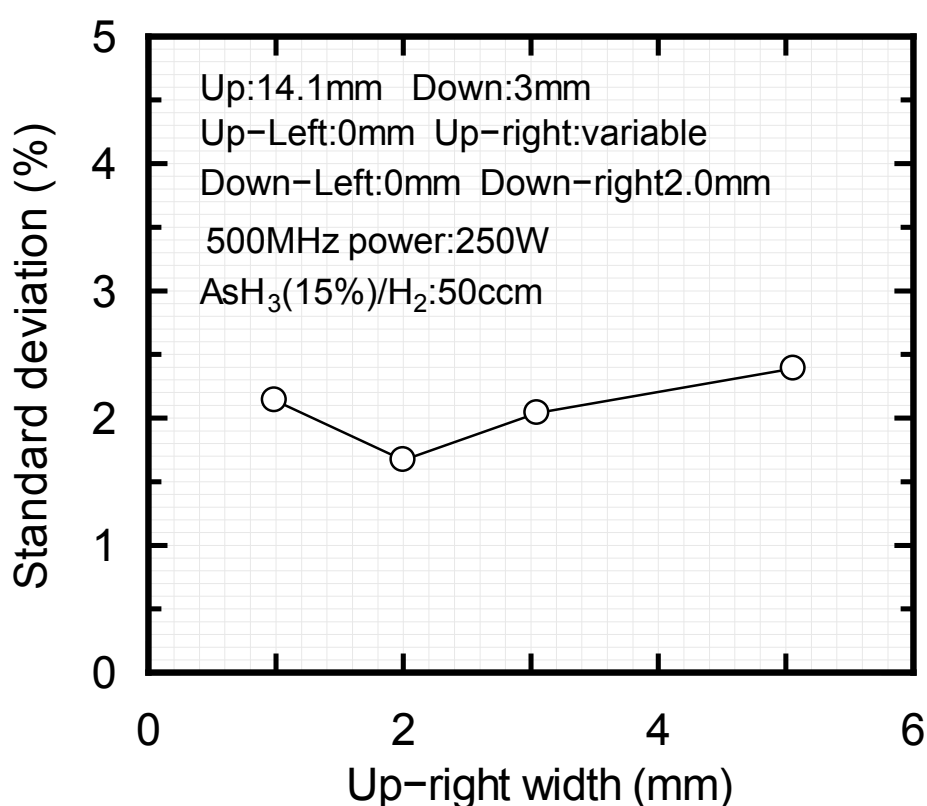


図 5-12. 制御板による均一性の最適化

5-3-4. 制御板による面内均一性制御

イオン源内部に水素希釈の15%アルシニングガス($\text{AsH}_3(15\%)/\text{H}_2$)を導入し、500 MHz高周波電力を250 W投入した。六枚の制御板を調整し、10 keVでイオンビームを引き出したときの面内均一性制御を行った。図5-12は絶縁スペーサと制御板との間隔をそれぞれ、上14.1 mm、下3 mm、左上0 mm、左下0 mm、右下2.0 mmとし、右上制御板間隔を0.8 mmから5.0 mmまで変化したときのビーム面内均一性変化である。イオン源の引き出し電極から700 mm下流のファラデーカップで測定した。そのときのビーム電流は4.5 mA、ビーム電流密度は $10 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ であった。

制御板間隔が2.0 mmのとき面内均一性が最も良くなっていることが解る。測定した結果を6インチ(150 mm)範囲で、水平方向に積分し標準偏差を求めた。その結果を図5-12に示す。制御板を調整することで標準偏差が1.6%に小さくなることが解る。

5-4. まとめ

大面積イオンビームのビームの面内均一性を制御するため、500 MHz高周波放電を用いた。500 MHz高周波の波長は600 mmなので、半波長は長方形のプラズマチャンバーの短辺とほぼ同じ長さになる。したがって、給電部からプラズマチャンバーまでの解析は、電磁波の伝播として扱う必要があり、有限差分時間領域法FDTD法を用いることで、電磁波の伝播の周波数とプラズマチャンバーの大きさとの関係を導き出した。

半波長と同じ長さの制御板をプラズマチャンバーの蓋とシールド板との間に、上下2箇所、左右4箇所の計6箇所設けた。FDTD法で制御板による電磁波のプラズマチャンバーへの伝播をシミュレーションして、ビームプロファイルの制御が可能であることを示した。入射口の開口を制御することで、プラズマチャンバー内に入り込む電磁波の電力量を調整した結果、プラズマチャンバー内のプラズマの空間密度を四方から制御することが可能となった。

6箇所の制御板を調整することで、面内分布を2%以下にすることができた。これは液晶用イオン注入装置では面内分布が十分小さい均一性を示しており、大面積イオン注入装置のビームプロファイル制御に用いることが可能となった。

参考文献

- [1] 宇野 亨: “FDTD法による電磁界およびアンテナ解析”, コロナ社, 東京 (1998).
- [2] M. V. Chari and P. P. Silvester: “Finite Elements in Electrical and Magnetic Field Problems”, John Wiley & Sons (1980).
- [3] R. H. T. Bates, Micr. Th. Tech., IEEE Trans., 17, 6 (1969) 294.
- [4] K. S. Yee : “Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell’s Equation in Isotropic Media”, IEEE Trans. Antennas Propagation, vol AP-14 (1966) 302.
- [5] 小寺 敏郎: “FDTD法による電磁界解析プログラムの制作”, トランジスタ技術CQ 出版 東京 6月号 (1997).
- [6] 雨宮好文: “現代 電磁波工学”, オーム社, 東京 (1985).

第6章 高周波プラズマ型電子源の開発

イオン注入は、対象となるシリコンウェーハに電荷を輸送する工程である。シリコンウェーハ内には無数のトランジスタが配置されている。たとえばDRAMに用いられるMOS型トランジスタでは、酸化膜上にゲート電極が載っており、イオン注入時に電荷が蓄積する。電荷が蓄積し、酸化膜の耐電圧以上になると酸化膜は絶縁破壊を起こし、トランジスタの信頼性が落ちる。

トランジスタが45 nmと微細化し、ターゲットウェーハが12インチ(300 mm)と大口径化することにより、イオン注入工程は低電圧・大電流のイオンビームが必要となる。イオン注入工程はイオンビームがウェーハに注入されるとともに、イオンの正の電荷がウェーハに蓄積する。そのため電氣的に浮遊した電極、絶縁物はイオン注入とともに正に帯電する。MOS型トランジスタにおいて、浮遊した電極としてゲート電極があり、絶縁物としてゲート酸化膜があるが、その膜厚が3 nm以下ときわめて薄い。一般に良質の酸化膜の耐電圧は10 MV/cmなので、たとえば10 nmの酸化膜厚のときは10 Vの耐電圧になる[1]。しかしながら酸化膜厚が3 nm以下になると、酸化膜中にトンネル電流が流れ始めるため、耐電圧が少々高くても酸化膜の劣化が起きず、耐電圧が高くなる。酸化膜厚が3 nmではおおよそ6 Vになる[2]。したがって、電子のエネルギーを6 V以下にすることで、電子が過剰供給であるときもマイナス電荷による、絶縁破壊が無くなる。

イオン注入により正の電荷が蓄積し、デバイスの破壊に至ることから、イオン注入工程では、正の電荷を中和するため負の電荷の電子を供給するシステムが用いられる。電子のエネルギーが高くと、負の電荷によるゲート酸化膜の破壊が進むため、電子のエネルギーを6 V以下にする必要がある。そのためには低速の電子をイオンビーム電流、数 mAに見合うだけ供給する必要があるが、電子をフィラメントから直接低電圧で引き出すことは困難である。20年前に真空中で電子を数百 eVで引き出し中和に用いたことが帯電中和機構の始まりである[3]。その後、電子のエネルギーを低くするため、数百 Vで引き出した電子を金属板に照射し、そこから発生する二次電子を帯電中和機構として用いた[4]。二次電子のエネルギーも最大では数十 eVとなるため、さらに電子のエネルギーを低くするために、プラズマ中の電子を用いるようになった[5]。そのような目的のために最近ではプラズマフラッドガン(PFG)が用いられるようになった。プラズマをウェーハ近傍に生成し、プラズマ中の電子を弱い電界を用いて引き出し10 eV以下の低エネルギーで、イオンビーム電流の mAに見合った電子供給を可能とした。ビームラインの側壁にプラズマを生成することで、正イオンビームの正のビームポテンシャルによりプラズマ中の電子が引き出される。電界で引き出された電子とイオンビームにより引き出された電子により、正に帯電したウェーハを中和する。

トランジスタの微細化により、デバイスの駆動電圧が500 mV程に低くなる。鉄・銅・クロムといった重金属はシリコンのバンドギャップ中に深い準位を作り、リーク電流となる。

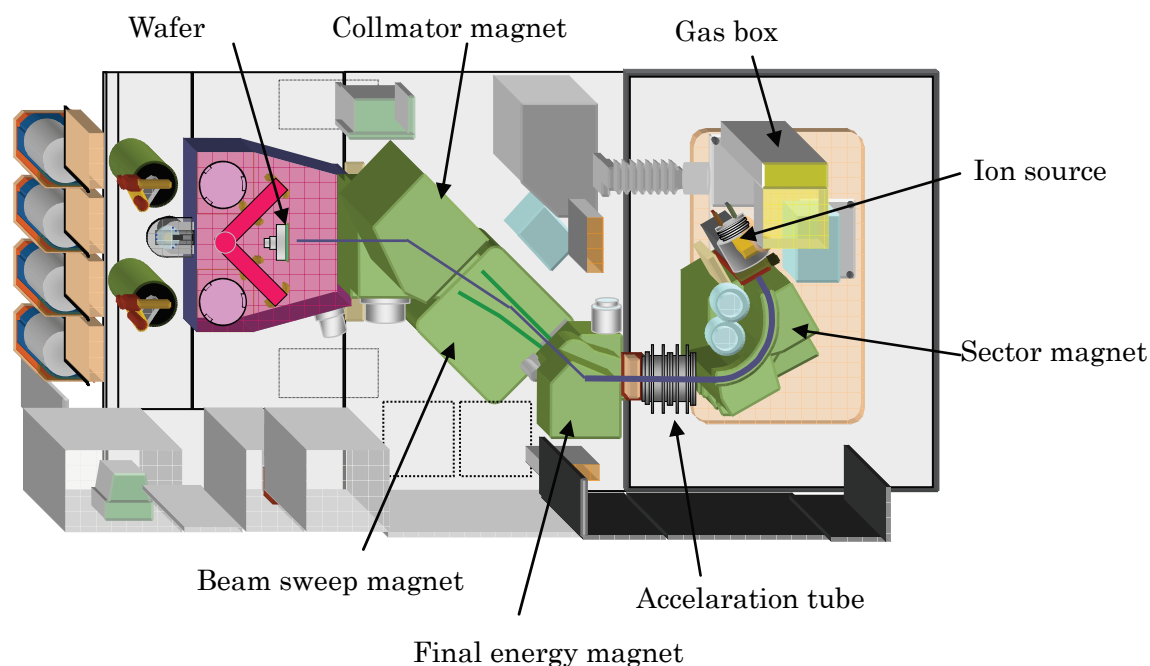


図 6-1. 中電流イオン注入装置 EXCEED3000AH の概略図

これら重金属の汚染量はトランジスタの微細化とともに微小である必要があり、トランジスタ45 nmノードの現在のデバイスでは、注入量のppm以下であることが必要である[6]。通常のプラズマフラッドガンは、タングステンフィラメントによる熱電子放出型であるので、重金属であるタングステンが少なからず放出する。重金属汚染を無くすにはプラズマ生成に金属フィラメントを無くす必要がある。本研究では高周波プラズマを用いたプラズマフラッドガンの開発を行った。

これまでの章では、プラズマ中の電子エネルギーを制御してきたが、本章ではプラズマから放出される電子のエネルギーを如何に小さくするかを課題とする。

6-1. イオン注入装置におけるプラズマフラッドガン

半導体製造用に用いるイオン注入装置は、イオン種・エネルギーおよびドーズ量を制御して、トランジスタのpn接合を作製する。図6-1はイオン注入装置の概略図である[7]。目的とするドーパント材料を含むガスをイオン源に導入し、プラズマを生成しイオ

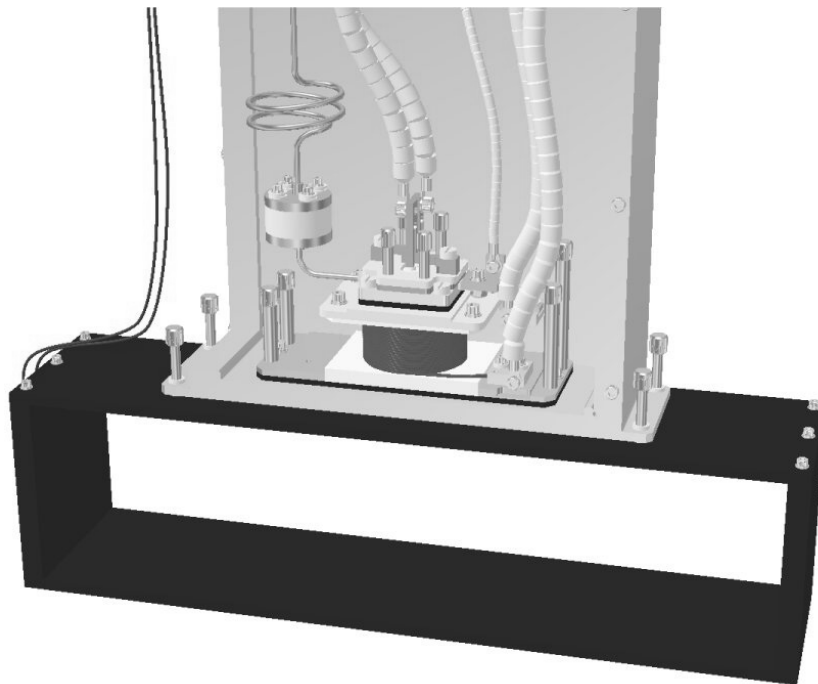


図 6-2. プラズマフラッドガンの構造

ンビームを引き出す。イオンビームは質量分離電磁石で質量を分離し、その後加速管でエネルギーを調整する。エネルギーを調整したイオンビームは加速管中で発生した異種エネルギー成分を除去するために磁場で偏向する。イオンビームはビームスイープマグネットにより磁場を用いて水平方向に均一に走査され、その後コリメータにより磁場を用いてビームを平行化し、シリコンウェーハにイオンビームが輸送される。シリコンウェーハは機械的に垂直方向に上下して、ビームスイープマグネットと機械的な上下運動によりイオンビームはウェーハ全面に均一に注入される。

イオン注入プロセスによるシリコンウェーハの電荷蓄積を無くすため、ウェーハ直前に正の電荷を中和するための電子を供給するプラズマフラッドガンを設置する。シリコンウェーハ上には集積されたトランジスタがあり、それらの中には電氣的に浮遊した電極が存在する。電氣的に浮遊した電極には正電荷が蓄積するので正電荷を中和するためのプラズマフラッドガンが必要となる。

図6-2はイオン注入装置で用いられているフィラメントを用いたプラズマフラッドガンの構造の例である[8]。

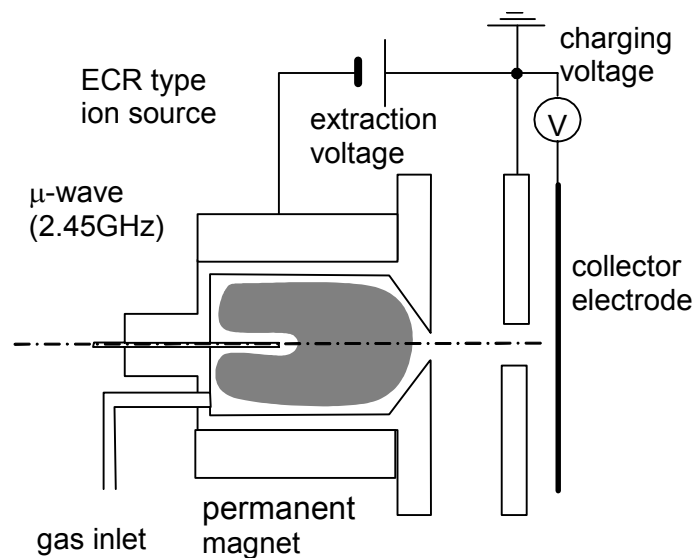


図 6-3. 帯電電圧の測定

6-2. プラズマ電子源から放出する電子のエネルギー分布測定

ウェーハ上のデバイスの帯電緩和を行うには、イオン注入の正電荷の輸送によりプラスに帯電したデバイスに、ゼロ eVに限りなく近い負の電荷の電子を不足無く供給することが必要である。

プラズマ荷電粒子源から放出される電子のエネルギーをできるだけ小さくする装置の開発をするために、まず電子のエネルギーを測定する必要がある。電子のエネルギーは分布を持つが、最大の電子エネルギーを如何に小さくするかが一つの目安になる。プラズマ荷電粒子源と対面の位置に電子エネルギー測定用の金属でできた円盤状のコレクタ板を置き、その電圧を高インピーダンスの電圧計で測定する。後述する飽和コレクタ電圧を帯電電圧と定義する。その様子を図6-3に示す。

プラズマ荷電粒子源を動作することで、コレクタ電圧はマイナスに上昇し、ある電圧で飽和する。帯電電圧が飽和する状況は二通りある。一つはコレクタ電圧が電子の最大加速エネルギーまで上がっており、電子がコレクタの電圧よりエネルギーが小さく到達できないときであり、もう一つは、コレクタに入り込む電子と、コレクタから放出される二次電子が釣り合ったときである。プラズマ荷電粒子源からの電子の放出エネルギーはたかだか数十 eVであるので、電子による二次電子は殆ど発生しない。したがって、

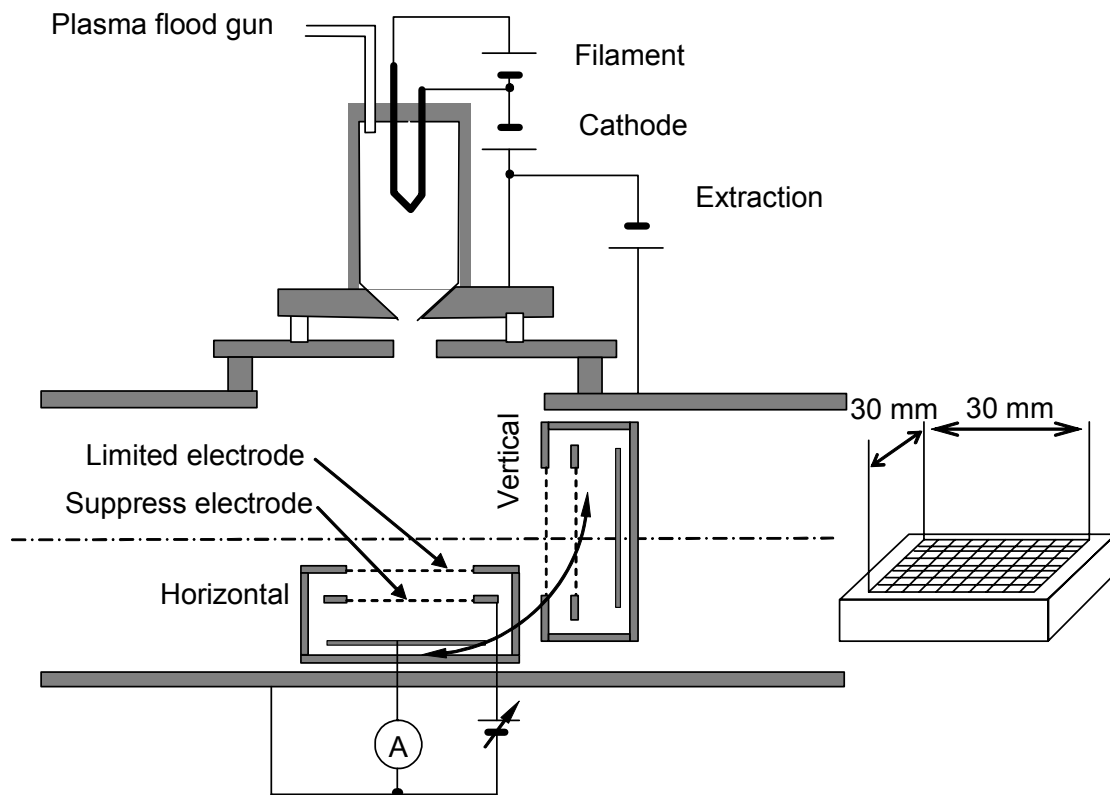


図 6-4 . 反射型電子のエネルギー分布測定

コレクタの飽和電圧はプラズマ荷電粒子源から放出する電子の最大エネルギーに相当する電圧になる。

さらに、図6-4に示すように、反射型エネルギー分布測定器を用いて、電子のエネルギー分布を測定した。反射型エネルギー分布測定器はファラデーカップと同様な構成をしており、電子の入口である制限電極、ファラデーカップのサプレッサー部分に相当する反射電極および電子を検出する検出部の三つに分けることができる。制限電極および反射電極はタングステン製の30 mm×30 mmのメッシュ(30 mesh/inch・線径0.03 mm)を用いた。また反射型エネルギー分析器は、回転導入器により回転し、電子源から放出した電子の水平方向および垂直方向のエネルギーを測定する機構にした。これは、実際のターゲットウェーハは垂直方向に位置するので、電子の垂直方向成分も計測する必要があるからである。

反射型エネルギー分布測定器に電子エネルギー分布 $f(V)$ を持つ電子流が入りこんだとき、反射電極に電圧 $-V$ を乗り越え、コレクタに到達する電子流 $I(-V)$ は

$$I(-V) = \int_V^{\infty} f(E) dE \quad (6-1)$$

で表せる。

したがって、電子エネルギー分布は測定した電流を電圧で微分することで求めることができる。

$$f(V) = -\frac{dI}{dV} \quad (6-2)$$

反射電極の電圧をバイポーラ電源 (BPS120-5, 高砂製作所製) により変化させコレクタに流れる電流を電流計 (K196, KEITHLEY 製) により測定した。 GPIB で電源および電流計を制御し、データをパソコンに取り込む。その後電圧の微分をデータ処理することでエネルギー分布を求めた。

6-3. プラズマ電子源による帯電電圧の変化

イオン注入装置で用いられている、通常のプラズマ荷電粒子源は、熱陰極を用いたプラズマ荷電粒子源である。しかしながら熱陰極を用いてしまうと、陰極の材質、たとえばタングステンはシリコンウェーハ上に搭載されたトランジスタへの重金属汚染の原因になる。重金属汚染はトランジスタ動作時のリーク電流の要因になる。このため陰極を用いない、高周波放電を用いた高周波プラズマ型電子源が最先端のトランジスタ製造には必要となる。

イオン注入装置の限られた空間に搭載する必要があるので、比較的小さい空間でプラズマを生成する必要がある、それを実現するには波長の短い高周波周波数を用いるのが適切である。ここでは 2.45 GHz のマイクロ波を用いた。

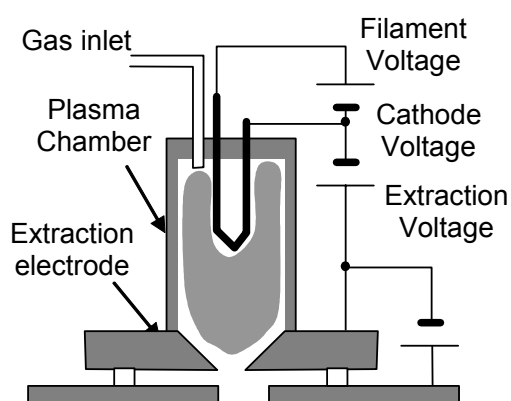
マイクロ波と磁場を用いた小型のイオン源については京都大学石川らにより 1980 年代に開発されている [9]。イオン源内部にタングステン製のアンテナがあり、マイクロ波と磁場の ECR 共鳴を利用してプラズマ生成をしている。そのイオン源のアンテナ部分を棒状にし、金属が露出しないように絶縁物のカバーをアンテナにはめ込み、分子線エピタクシー (MBE) 装置のラジカルイオン源として藤田らが開発した [10]。これにより金属が露出しない小型のマイクロ波イオン源が可能となった。

プラズマ荷電粒子源はターゲットウェーハの直前に置くために、できるだけガス流量を少なくする必要がある。ガス流量が多いと、ガスとイオンビームが衝突し、中性粒子が発生するため、ビーム電流を正確に計測できなくなってしまうためである。低ガス圧で効率的にプラズマを生成するには、磁場を用いた ECR 放電が有効である。

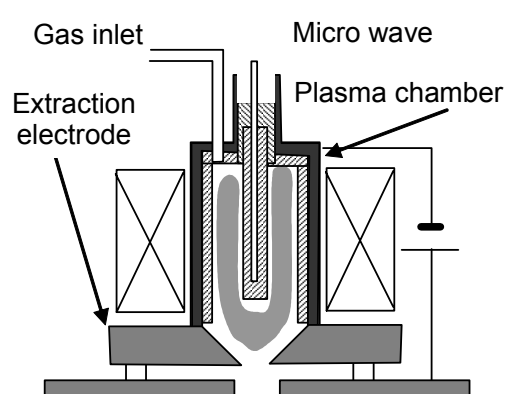
通常の ECR 放電では電子のエネルギーが ECR 共鳴により高くなるので、電子のエネルギーを如何に小さくするかがプラズマフラッドガンとしての開発課題となる。これまでの 100 MHz、500 MHz の高周波周波数と同様に、電子のエネルギーの制御を本章では実施する。

フィラメント型プラズマ電子源、マイクロ波型プラズマ荷電粒子源を電子のエネルギーの観点で比較するために、3つのイオン源を用いた。

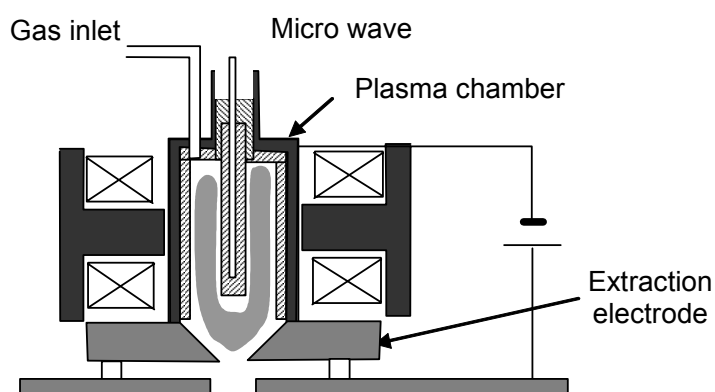
図6-5にこれら3つのイオン源の構造を示す。イオン注入機のプラズマフラッドガンとして現在用いている、フィラメント型プラズマ電子源を(a)に示す。プラズマチャンバー内にはガス導入口および熱陰極用のフィラメントが配置されており、ガスを導入しフィラメントに電流を流し、熱電子を放出する。フィラメントとプラズマチャンバーとの間にはカソード電圧が印加されており、熱電子がプラズマ中に放出し放電が維持する。プラズマチャンバーからの出口には、直径3 mm ϕ の引き出し穴があり、引き出し電圧を印加



(a) フィラメント型



(b) 軸磁場型マイクロ波プラズマ電子源



(c) 横磁場型マイクロ波プラズマ電子源

図 6-5. プラズマフラッドガンの構造

することで電子を放出する。フィラメント電圧、カソード電圧および引き出し電圧が運転パラメータになる。

軸磁場型のマイクロ波プラズマ電子源を(b)に示す。マイクロ波(2.45 GHz)を同軸線で伝送し、N型コネクタを介してプラズマチャンバーにタングステン製のアンテナを立て導入する。アンテナは重金属汚染対策のため、アルミナでカバーしている。プラズマチャンバーにはガス導入口からガスが導入される。筒状の永久磁石によりアンテナに沿った軸磁場を印加している。プラズマチャンバーからの出口には直径3 mm ϕ の引き出し穴があり、フィラメント型と同じように引き出し電圧を印加する。マイクロ波の投入電力・軸磁場の強さおよび引き出し電圧が運転パラメータである。軸磁場の強さは2つに割った筒状の永久磁石のギャップ長を変化し調整した。ギャップ長が3.0 mmのときアンテナ部分の軸磁場強度が87.5 mTになる。

横磁場型のマイクロ波プラズマ電子源を(c)に表す。プラズマ生成の動作は(b)と同じであり、横磁場を生成するためアンテナと垂直になるように二つの鉄心を配置し、鉄心にはそれぞれコイルを巻きつけ、電流を流して横磁場を生成した。マイクロ波投入電力・横磁場強度および引き出し電圧が運転パラメータである。コイル電流が80 Aのとき横磁場強度80 mTであった。

6-4. プラズマ電子源の電子エネルギー分布の比較

電子の放出エネルギーを比較するため、3つのプラズマ電子源にXeガスを0.2 ccm導入しプラズマを生成した。フィラメント型プラズマ電子源では、電子のカソード電圧を20 Vとし、引き出し電圧を0～60 Vまで変化した。マイクロ波プラズマ電子源は高周波投入電力を100 Wとし引き出し電圧を0～60 Vまで印加した。そのときの引き出し電流に対する帯電電圧の測定結果を図6-6に示す。引き出し電流はプラズマチャンバーから放出する電子電流に相当する。

同じ放出電子電流に対して、帯電電圧が小さいほど電子の最大エネルギーが低いことになり、プラズマフラッドガンとして必要な電子の低エネルギー化として良好な特性を表す。軸磁場型のマイクロ波プラズマ電子源を用いたときは、帯電電圧がマイナスに高いことから、電子のエネルギーが高いことが解る。軸磁場型につづいてフィラメント型、横磁場型の順に帯電電圧がゼロに近づいている。横磁場型のマイクロ波プラズマ電子源を用いることで、従来のフィラメント型に比べ、帯電電圧が小さく電子の最大エネルギーの小さいことが解る。

プラズマ電子源から放出する電子のエネルギーをさらに詳細に調査するため、反射型電子のエネルギー分布測定器を用いてエネルギー分布を測定した。

フィラメント型プラズマ電子源、軸磁場型マイクロ波プラズマ電子源および横磁場型

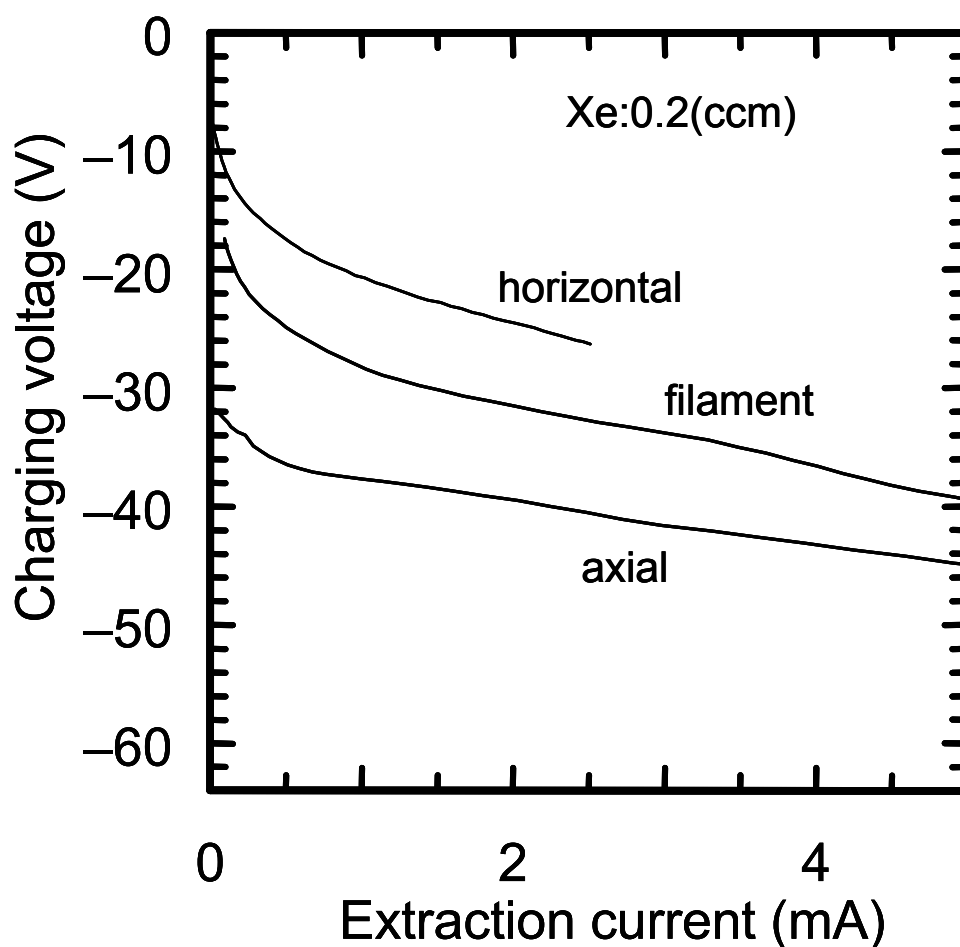


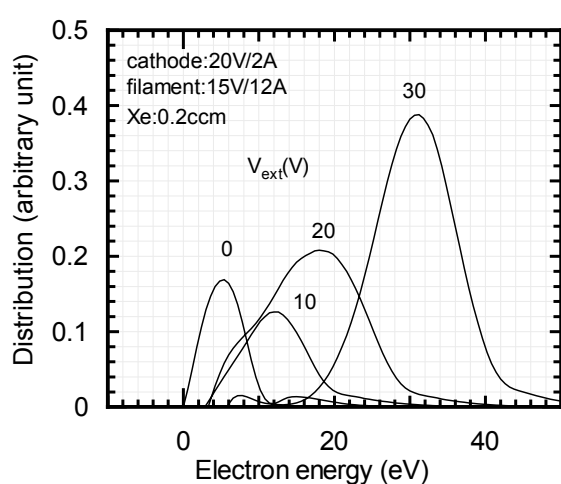
図 6-6. 軸磁場・横磁場マイクロ波プラズマ電子源およびフィラメント型イオン源の引き出し電流と帯電電圧

マイクロ波プラズマ電子源の3つの電子源の水平方向のエネルギー分布を図6-7に、垂直方向の電子エネルギー分布を図6-8に示す。

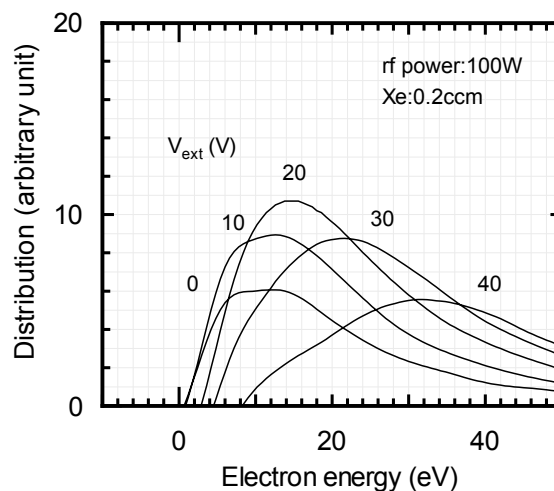
キセノンガスを0.2 ccm導入した。そのときのチャンバーの真空度は 6.2×10^{-3} Paであった。フィラメント型プラズマ電子源では、カソード電圧を20 V、カソード電流を2 Aになるようにフィラメント電圧を調整した。軸磁場型および横磁場型マイクロ波プラズマ電子源については、マイクロ波投入電力を100 Wにした。軸磁場型プラズマ電子源については二つに分割した筒型永久磁石のギャップ長を0 mmにした。このときの軸磁場強度の最大値は軸中心で100 mTであった。また横磁場型マイクロ波プラズマ電子源につ

いては、コイル電流を80 Aとし、そのときの最大の横磁場強度は80 mTであった。

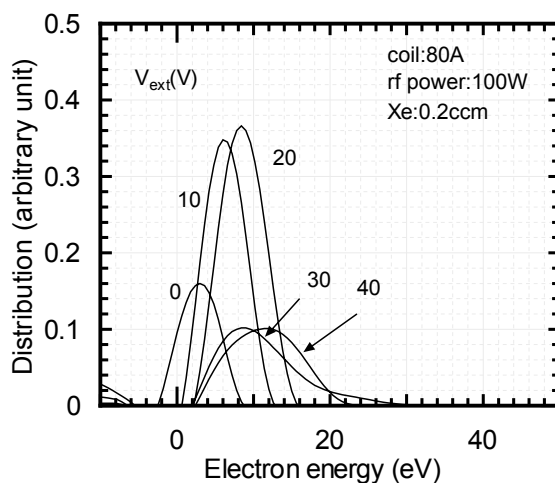
これら3つのプラズマ荷電粒子源の水平方向電子エネルギー分布図6-7である。フィラメント型プラズマ電子源および軸磁場型マイクロ波プラズマ電子源については、エネルギー分布のピーク電圧が引き出し電圧の増加分、増加していることが解る。しかし



(a) フィラメント型



(b) 軸磁場マイクロ波型

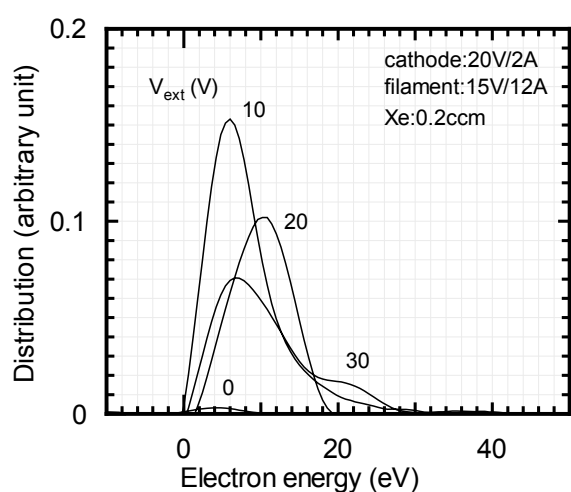


(c) 横磁場型マイクロ波型

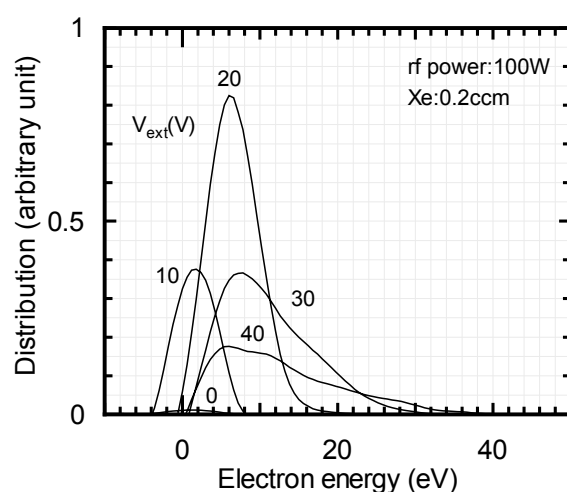
図 6-7. 水平位置での引き出し電圧を変えたときの電子エネルギー分布測定結果

横磁場型マイクロ波プラズマ電子源については引き出し電圧が増加しても、さほど変化していない。

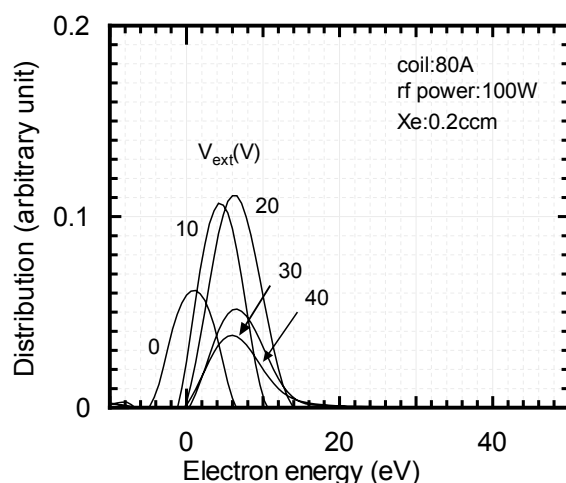
また軸磁場型マイクロ波プラズマ電子源については、高エネルギー側に電子エネルギー分布の裾野が広がっており、ECR共鳴により軸方向に電子が加速されているこ



(a) フィラメント型



(b) 軸磁場マイクロ波型



(c) 横磁場型マイクロ波型

図 6-8. 垂直位置での引き出し電圧を変えたときの電子エネルギー分布測定結果

とが解る。横磁場型プラズマ荷電粒子源については、電子の高エネルギー成分の殆ど無いことが解る。

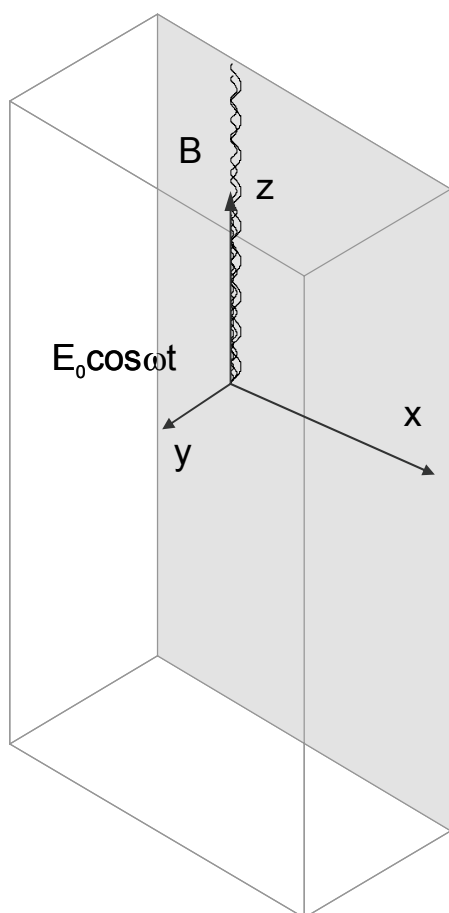
垂直方向電子エネルギー分布測定結果の図6-8では、3つのプラズマ荷電粒子源すべて、水平方向エネルギー分布に比べ低エネルギーになっていることが解る。しかしフィラメント型プラズマ電子源および軸磁場型プラズマ電子源は高エネルギー側に多少裾野を引いていることが解る。一方横磁場型プラズマ荷電粒子源については高エネルギー成分が殆ど無いことが解る。つまり、横磁場型プラズマ荷電粒子源は、高エネルギー成分が殆ど無く、図6-6の帯電電圧測定結果と整合があるとともに、プラズマフラッドガンとしては適切な構造である。

6-5. 横磁場と電子の振舞い

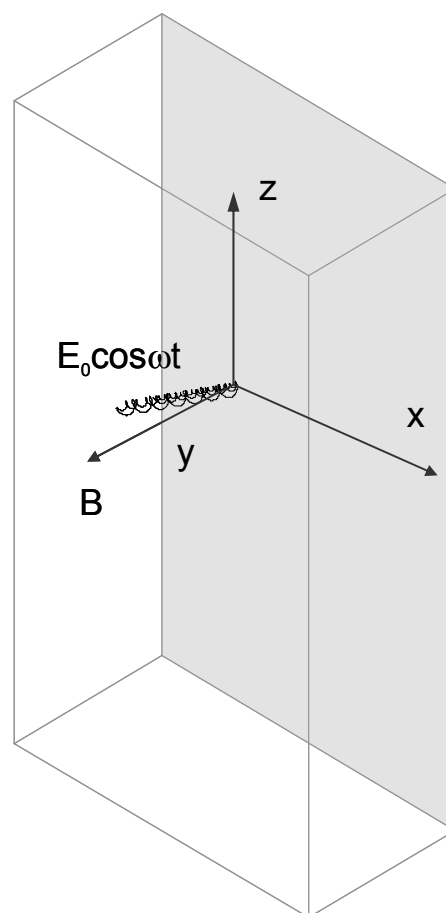
横磁場領域のチャンバー内では、マイクロ波導入用のアンテナにより2.45 GHz ($\lambda=122$ mm)の高周波電界が印加される。磁場と電界が直交するとき電子はドリフト運動をする。モデルを簡単にするため、高周波電界と一定磁場が直交するときと、同一方向のときの電磁場に、初速を持った電子が入射したときの、電子の軌道計算を行った。その結果を図6-8に示す。電界を30 V/cm、磁界を引き出し電極付近の磁場に相当する10 mTとし、初期エネルギーを3 eV、10 eVおよび30 eVとして電子の軌道を計算している。

高周波電界と磁場により、電子はドリフト運動をするが、電子はそのエネルギーにかかわらず磁場の方向に進んでゆくことが解る。30 eVとエネルギーの高い電子も磁場の方向に向かい運動していることから、磁場と同じ向きにプラズマの放出孔があると、その孔を通して電子が放出することになる。軸磁場型プラズマ電子源は、磁場の向きに放出孔のあることから、プラズマ中で生成したエネルギーの高い電子も放出することになる。一方、横磁場型プラズマ荷電粒子源については、電子の放出孔と磁場との向きが直交するため、高エネルギー電子は磁場の向きに運動をするため、放出孔から高エネルギー電子は放出せず、引き出し電極に印加した引き出し電界により電子が放出されることになる。

このことから、横磁場型プラズマ荷電粒子源を用いることで、高エネルギー成分の無い電子が放出されるプラズマフラッドガンに適したプラズマ荷電粒子源を製作することが可能となる。



(a) 高周波電界と磁場が交差するときの電子の軌道計算結果



(b) 高周波電界と磁場が同じ方向の電子の軌道計算結果

図 6-9. 2.45 GHz 高周波電界を印加したときの磁場による電子の軌道変化。電子のエネルギーをそれぞれ 3 eV, 10 eV, 30 eV とし磁場を 10 mT としている

6-6. まとめ

半導体デバイスの微細化にともない、半導体製造用イオン注入装置のウェーハ帯電中和機能についても、重金属汚染の無く、低エネルギーでイオンビームに見合った電子電流をウェーハに供給する必要がある。これらを目的とした電子源として、マイク

ロ波を用いた高周波プラズマ型電子源を開発した。高周波放電を用いることにより、フィラメントが無くなり重金属汚染の心配が無くなる。さらに、マイクロ波と磁場とのECR共鳴を用いることで、十分な電子量を確保し、磁場の向きをプラズマから放出する電子と直交する構造にすることで、放出する電子のエネルギーを低くすることが可能となった。横磁場型マイクロ波電子源が重金属汚染対策、電子電流および低エネルギー電子を供給する最適な電子源であることが解った。

参考文献

- [1] 志村史夫: “半導体シリコン結晶工学”, 丸善株式会社, 東京 (1993) 第4章.
- [2] Masataka Hirose: “Electron tunneling through ultrathin SiO₂”, Mater. Sci. Eng., B41 (1996) 35.
- [3] C. M. McKenna, Radiat. Eff., 44 (1979) 93.
- [4] J. F. Ziegler: “Handbook of Ion Implantation Technology”, Elsevier, Amsterdam (1992) 599.
- [5] H. Ito, T. Kamata, J. England, I. Fotheringham, F. Plumb, M. I. Current, Nucl. Instr. and Meth., B96 (1995) 30.
- [6] Takeshi Hattori, S Heusler: “Ultra clean Surface Processing of Silicon Wafers: Secrets of VLSI Manufacturing” Springer (1998) Chapter 4.
- [7] N.Nagai, Y.Tamura, S.Yuasa, K.Iwasawa, T.Matsumoto, M.Nakaya, M.Nakamura, and T.Nagayama, 2000 International Conference on Ion Implantation Technology Proceedings, Alpbach, Austria, IEEE Cat. No. 00EX432 (2000) 415.
- [8] M. Tanjyo, S. Sakai, T. Ikejiri, K. Nakao, and T. Nagayama, 2000 International Conference on Ion Implantation Technology Proceedings, Alpbach, Austria, IEEE Cat. No. 00EX432 (2000) 588.
- [9] J. Ishikawa, Y. Takeiri and T. Takagi, Review of Science and Instrument, 55 (1984) 449.
- [10] 藤田秀樹, 安立明: “永久磁石によるECR共鳴を利用するプラズマ生成機構” 公開特許公報 平09-245658.

第7章 高周波プラズマ型フラッドガンの半導体製造装置への応用

半導体製造装置用のイオン注入装置の帯電中和に用いる高周波プラズマ型フラッドガンの構造検証を前章で行ったが、本章では実際に300 mmウェーハのイオン注入装置に搭載し、半導体製造工場稼働をしている高周波プラズマ型フラッドガンについて説明をする。

半導体製造用中電流イオン注入装置に求められる機能は、重金属汚染が無いこと、および極薄のゲート酸化膜の耐電圧に対応し、帯電中和用電子のエネルギーの低いことが求められる。それとともに、イオンビーム電流と比較して十分電子量のとれていることが必要である。さらに300 mmという幅広のウェーハの帯電を中和する必要がある。

横磁場マイクロ波プラズマ電子源の原理を用いることで、重金属汚染についての懸念が無くなり、低エネルギーの電子の生成が可能となる。実際のイオン注入装置に適用するには、イオンビーム電流量に相当する電子量と、幅広の電子放出を確保するための開発が必要となる。

本章では、これらの要求を満足するために、永久磁石を用いた横磁場型マイクロ波プラズマ電子源を開発した。その特性を実際のデバイス構造に近い帯電測定ウェーハを用いて評価した。

7-1. 300 mmイオン注入装置用高周波プラズマ型フラッドガンの

構造

300 mmのシリコンウェーハに対応した電子による中和を行うには、電子が放出する引き出し電極をできるだけ長くし、幅広の電極から電子を放出する必要があるとともに、第6章にて明らかになった、プラズマ電子源の引き出し口に対して平行になるように横磁場を配置する必要がある。

図7-1に示すように、アンテナ部を引き出し電極と沿うように横に寝かした。2.45 GHzのマイクロ波を同軸線でマイクロ波電源から伝送し、円筒状プラズマチャンバー内部にアンテナを通して導入した。プラズマチャンバー直前には、高周波電力を整合するためにスタブチューナを設けた。イオン注入装置の物理的な制約から、アンテナの長さは2.45 GHzの一波長である122 mm程度にした。マイクロ波のECR条件の磁場は87.5 mTであるが、アンテナに沿って強磁場を実現するために、プラズマチャンバーを覆うようにサマリウムコバルト製の永久磁石を設置した。プラズマチャンバー内はプラズマが接触する部分から重金属汚染が発生しないように、タングステンでできたアンテナは高純度のアルミナ(酸化アルミニウム)の筒にて覆い、プラズマチャンバー内壁も高

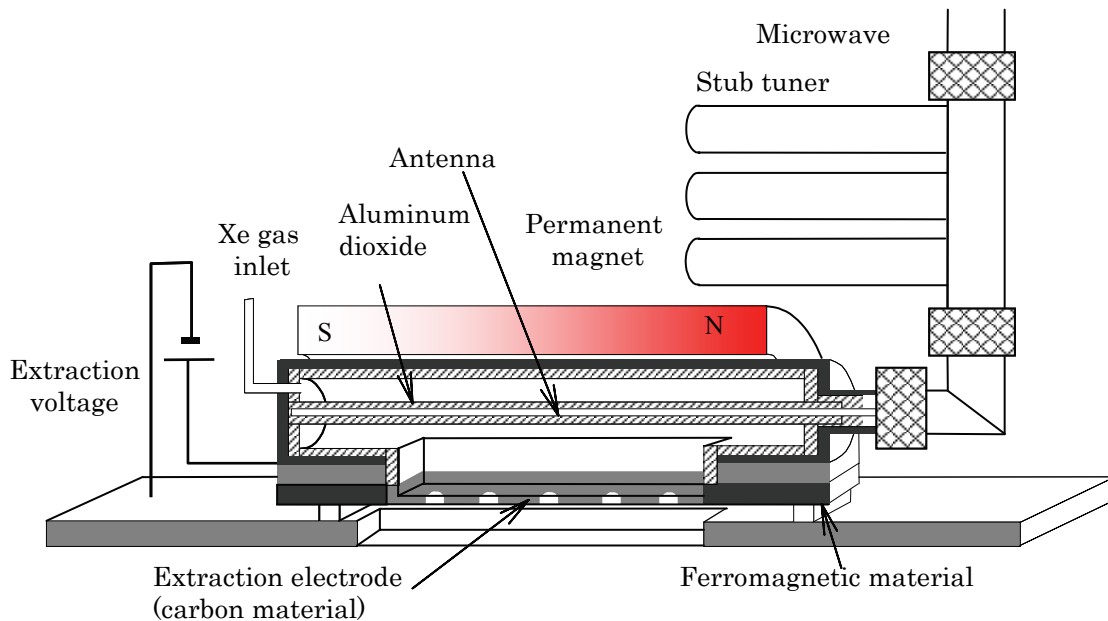


図 7-1. 横磁場型マイクロ波プラズマ電子源の構造

純度アルミナにて覆った。また、引き出し電極は高純度カーボン製であり、プラズマと接する材料は、アルミニウムと炭素と酸素のみになる。これにより重金属汚染が無くなる。またプラズマフラッドガン直下はイオンビームが輸送されているが、永久磁石による磁界の漏れを無くするため、放出部のフランジは磁性材料を用いている。電子の放出する孔の形状は、直径3 mmの5つ孔を設けた。

プラズマチャンバーには、マスフローコントローラーを通してXeガスを導入し、大気側から永久磁石で磁界を印加する。磁界の向きはアンテナの方向に沿って印加している。電界と磁界により、電子サイクロトロン共鳴が起き、Xeプラズマが生成する。プラズマ中から電子を引き出すためにチャンバーに負の電圧を印加した。

電子サイクロトロン共鳴吸収機構により高速の電子が生成するが、電子の運動は磁界に沿いドリフトする。アンテナの方向に沿って軸磁場の向きがあるため、高速に加速された電子はマイクロ波入口のチャンバーあるいはガス導入チャンバーの内壁に衝突する。電子の放出面と磁界とが直交しているので、横磁場型マイクロ波プラズマ電子源に相当するので高速電子が出にくいので低エネルギー電子が保証される。

プラズマフラッドガン(PFG)の基本的な性能である、放出される電子の量、電子のエ

エネルギーおよび電子の空間分布の観点からその評価を行った。

7-1-1. 300 mm対応高周波型PFGの放出電子の基本特性

マイクロ波投入電力を80 Wに固定し、Xeガス流量を0.15 ccmから0.50 ccmまで変化した。また引き出し電圧を0 Vから-10 Vまで変化したときの、PFG電流に対する帯電電圧をグラフに表したのが図7-2である。中電流イオン注入装置ではイオンビーム電流が最大で数 mAであるので、PFG電流はその電流と見合うだけの mA級の電流が必要となり、帯電電圧はゲート酸化膜の耐圧-6 V以下が望ましい。

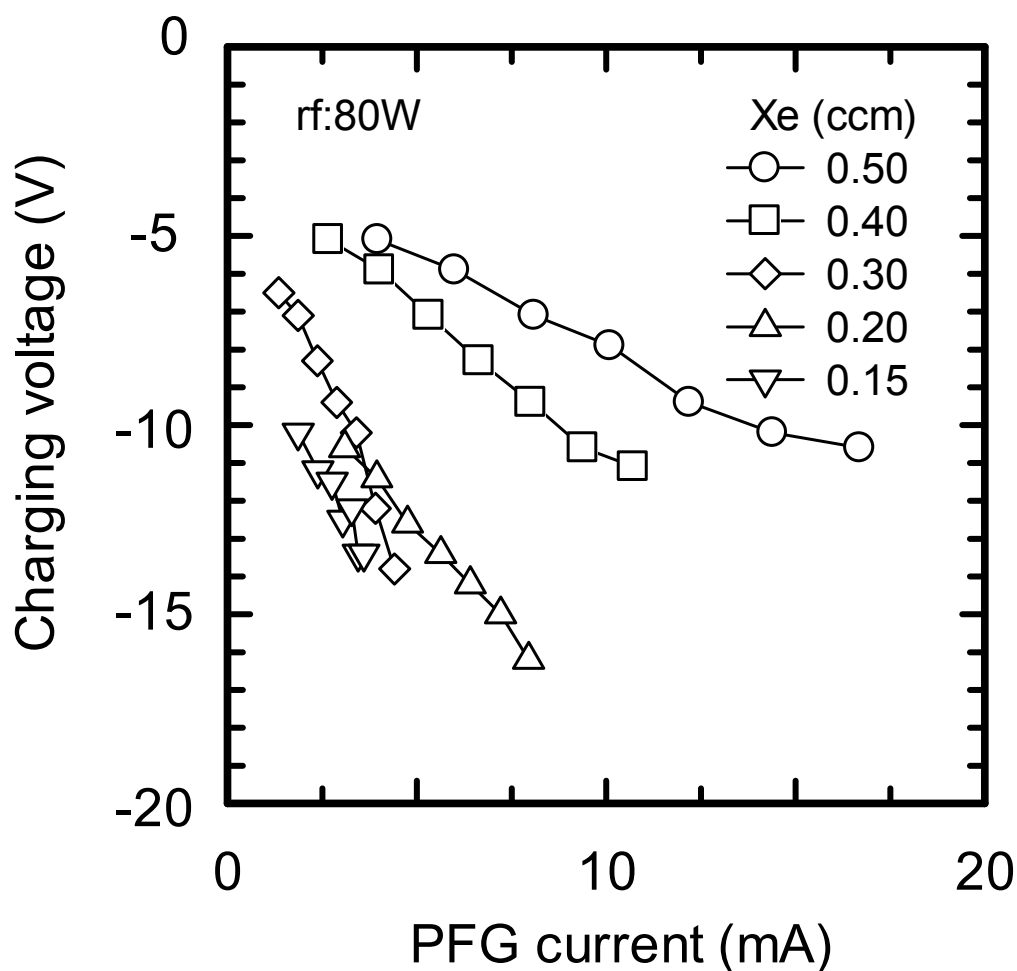


図 7-2. Xe ガス流量と引き出し電圧による PFG 電流と帯電電圧との関係

図7-2の結果から、ガス流量を0.4 ccm以上にすると、十分なPFG電流量を得が得られる。またガス流量が多くなるほど、帯電電圧がゼロVに近づく。ガス流量を多くすると、PFG電流および帯電電圧について良好な結果になるが、ガス流量についてはドーズシフトが発生するため、できるだけ少なくする必要がある。

プラズマフラッドガンを動作させているときは、ビーム電流を計測しているファラデーカップとウェーハを含むチャンバーにキセノンガスが入り込む。キセノンガス雰囲気中にイオンビームが走査されると、キセノンガスとイオンビームの一部が衝突し、イオンが中性化する。中性化したイオンビームはファラデーカップでの測定ができなくなり、見かけ上のビーム電流が少なく計測される。イオン注入装置はその計測誤差が1%以内である必要があるので、できるだけガス流量を少なくし計測誤差を無くす必要がある。

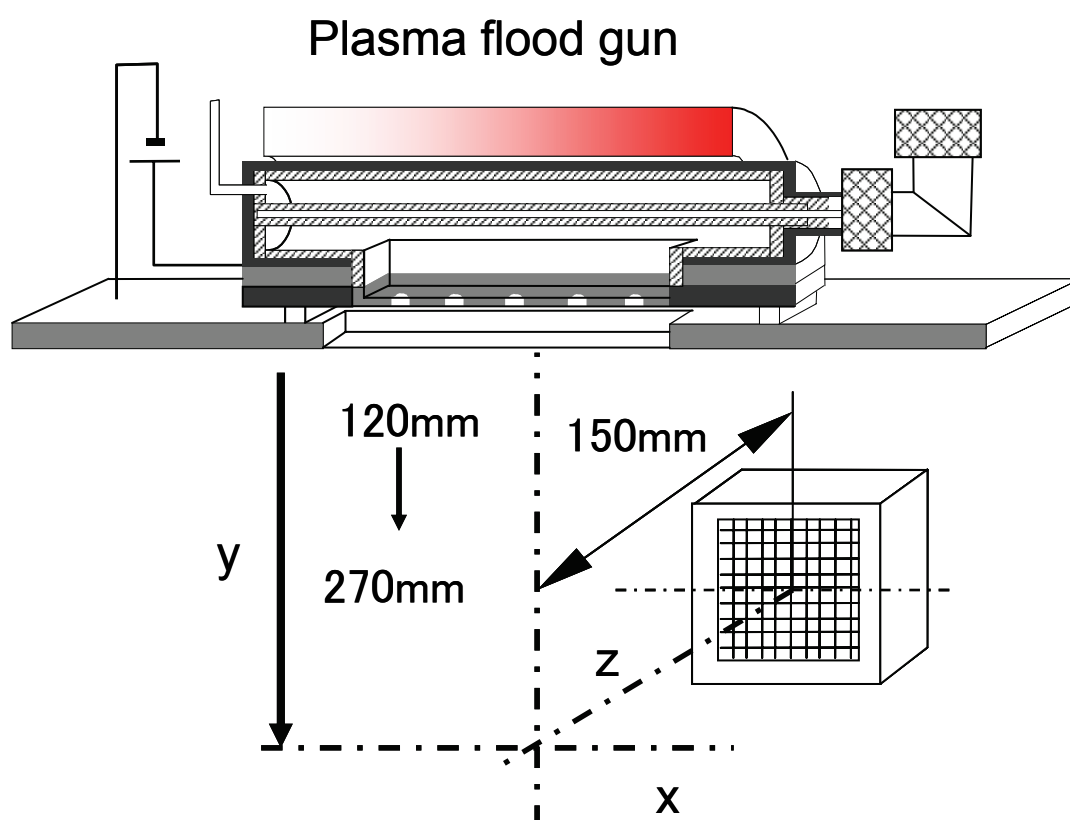


図 7-3. 高周波型 P F G の電子の空間分布測定のための計測器の配置

7-1-2. 放出電子の分布

プラズマフラッドガンから放出する電子量が十分であり、そのエネルギーを-6 Vよりゼロに近づけることができたが、半導体製造の実際のデバイスが搭載したシリコンウェーハは300 mmの大きさがある。シリコンウェーハ全面の帯電緩和をする必要があるので、プラズマフラッドガンの引き出し電極にある、5つの孔から放出する電子の空間分布を測定した。電子の空間分布およびエネルギー分布を測定するために、第6章で用いた反射型エネルギー分析器を用いた。図7-3にその座標系を示す。300 mmの電子の空間分布を測定するため、図中x軸方向に直線導入器で±150 mmの範囲で反射型エネルギー分析器を動かした。また、分析器は電子が放出するy軸方向に120 mmから270 mmまで50 mm毎動かすことができるようにした。さらに、実際のプラズマフラッ

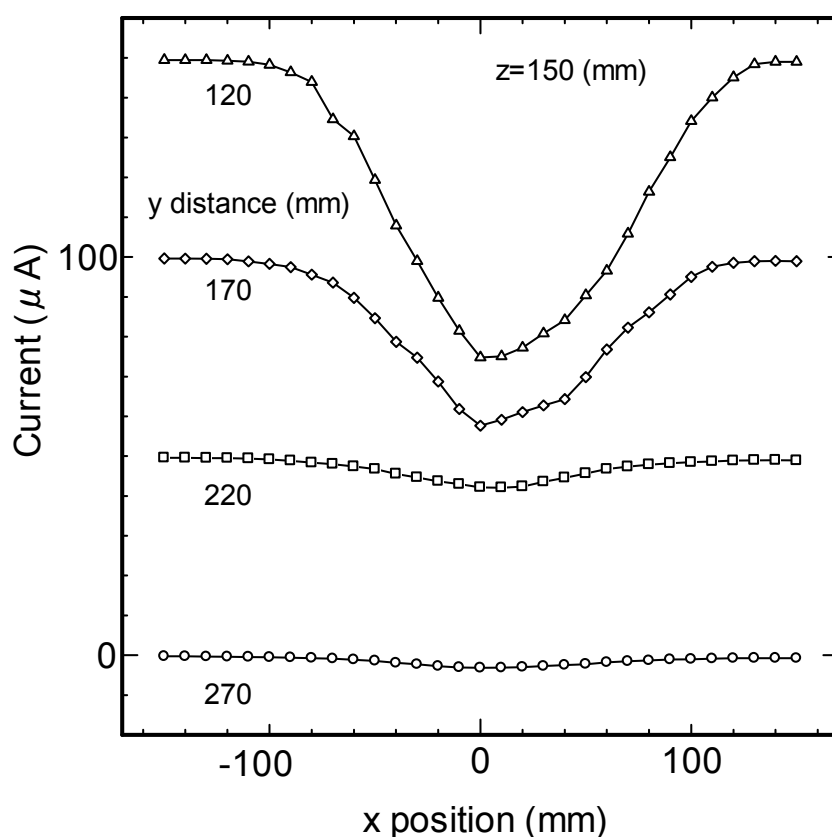


図 7-4. 電子源から放出される電子の空間分布

ドガンとシリコンウェーハとの距離を想定し、電子源の中心軸と分析器とはz軸方向に150 mm離した。

空間分布を測定した結果が図7-4である。左右対称なデータであることから、プラズマフラッドガンのプラズマは、アンテナ軸方向全面にわたり均一に放電していることが解る。さらに電子放出用の5つの孔のそれぞれのピッチは20 mmとしたので両端の孔の間隔は80 mmである。5つの孔を中心にして電子が拡散していることが解る。y軸方向に220 mm離れるとその分布が無くなる。実際のイオン注入装置では、ウェーハとPFGとのy軸方向の距離は220 mm以上あることからシリコンウェーハ上では均一であることが解る。

7-2. 中和性能評価

高周波型PFGとフィラメント型PFGのデバイス帯電緩和性能を中電流イオン注入装置EXCEED2300で比較した。イオン注入装置はトランジスタの製造工程に用いられるが、実デバイスが搭載された300 mmウェーハにイオンが注入される。300 mmウェーハ面内にわたり、中和がなされているかの評価をするには、実デバイスを模擬したトランジスタを300 mmウェーハ全面に埋め込み、注入前後の特性変化を評価する手法が用いられる。

それらはテストパターンTEG (Test Element Group) と呼ばれ、注入中の電子のエネルギーを測定するCharm2法、MOSアンテナTEG法の二つに大きく分かれる[1,2,3]。フィラメント型PFGについては、300 mmウェーハについての帯電評価TEGを用いた評価を行っている[4]。本研究では高周波型PFGを用いた300 mmウェーハの帯電評価をするため、MOSアンテナTEG法でPFGの評価を行った。

7-2-1. デバイスの構造

イオン注入工程では、トランジスタのpn接合を形成するためにイオンを注入するが、ウェル注入、チャネル注入、ハロー注入、ポケット注入、エクステンション注入、ソース、ドレイン注入、ゲート注入と一つのトランジスタを作るにあたり、10数のイオン注入工程が必要となる。レジストによりパターンニングされた後に注入されるが、帯電の観点からすると、接地された導体、絶縁された導体、絶縁物がそれぞれ三次元に混在した構造となる。プラズマフラッドガンの中和性能を検証するにあたり、実際のデバイスに近い構造、なおかつワーストケースを想定する必要がある。これらの要求から作製されたのがアンテナ付きMOSキャパシタTEGである。トランジスタ中の絶縁物で最も耐電圧が低い

部分はゲート酸化膜であり、この酸化膜を実デバイスに近い構造で評価する。

帯電評価用TEGデバイスの断面を図7-5に示す。イオン注入時のゲート酸化膜への影響を評価するため、ゲート電極をそのままアンテナとして用いる構造である。P型シリコン基板にLOCOS(Local Oxidation of Silicon)法により素子分離を形成した後、ゲート酸化膜およびポリシリコン電極を形成している。素子分離用のフィールド酸化膜の膜厚は、350 nmである。ゲート酸化膜の膜厚は、6 nmで、アンテナ比(ポリシリコン電極とゲート酸化膜の面積比)は10万倍、30万倍および100万倍を用いた。

ゲート酸化膜に及ぼす帯電ダメージを評価するにあたり、注入後のMOSキャパシタの電流電圧特性を測定した。測定時の電気回路を図7-6に示す。ある電流値たとえば

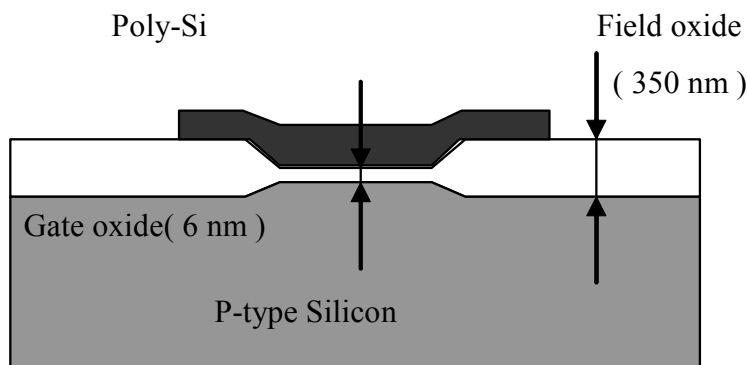


図 7-5. 帯電測定用 TEG デバイスの MOS キャパシタ部分の断面図

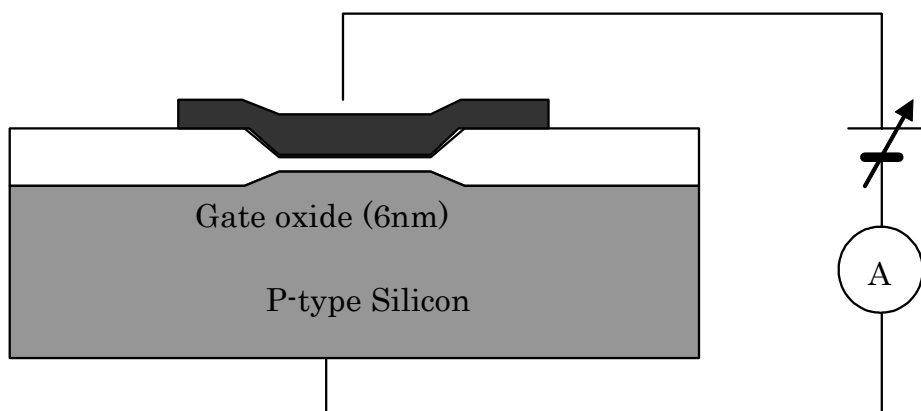


図 7-6. 帯電測定用 MOS キャパシタの I-V 測定方法

1 μ Aに達する電圧値をもって破壊電圧としている。イオン注入時に酸化膜中に電流が流れると酸化膜が劣化し、その流れる電荷量が多いほど破壊電圧値が低くなる。電圧を昇圧したときに一定電流に至る破壊電圧を酸化膜厚で決まる基準値と比較することで、歩留まりを評価する方法を、TZDB(Time Zero Dependent Breakdown)法をと呼び本評価に用いた[5]。

7-2-2. ゲート酸化膜の破壊

イオン注入によりゲート電極に電荷が蓄積し、ゲート電極とシリコン基板との間に電位差が生じる。電界が1 MV/cmを超えると、ゲート酸化膜中にFowler-Nordheim機構に基づくトンネル電流が流れ、絶縁破壊に至る。酸化珪素膜は自己回復型の絶縁物であり、絶縁破壊が発生しても自己修復をして、絶縁性能そのものは損なわない[7]。ただし、流れた電荷がある閾値以上になると、絶縁性能が損なわれる。その電荷の閾値が Q_{bd} (Charge-to BreakDown)で表され、この値に達すると酸化膜は破壊する[5]。

ゲート電極に電荷が蓄積し、ゲート酸化膜にかかる電界が十分高くなると、ゲート酸化膜を通してシリコン基板に電荷が流れる。イオンビーム自身の電荷の他に、イオンビームが電極に注入することで二次電子が放出される。負の電荷が放出することにより正電荷蓄積が発生するので、正電荷の蓄積はイオンの電荷より二次電子発生量分、数倍多い。

プラズマフラッドガンによる電子供給があると、ゲート電極とシリコン基板との電位差が緩和され、電界が小さくなりゲート酸化膜に電荷が流れなくなる。

デバイスへ注入するときは、ビット、ライン線などによりゲート電極上には導体が引き回されている。導体に注入された電荷は、酸化膜の最も薄いゲート酸化膜に蓄積したときが帯電によるダメージのワーストケースになる。ゲート電極の面積とゲート電極につながった導体の総面積との比をアンテナ比 AT と定義する。

仮に二次電子放出を無視し、イオン注入で輸送されるイオンの電荷がすべてアンテナ電極に溜り、ゲート酸化膜を電流として流れたとすると、電荷の量とドーズ量 $Dose$ は等しくなるので、ゲート酸化膜に流れる電荷 Q は、

$$Q = AT \cdot e \cdot Dose \quad (7.1)$$

となる。ドーズ量が 5×10^{14} (cm^{-2})のときのアンテナ比に対する突き抜ける電荷をグラフに表すと、図7-7のとおりになる。破壊に至る電荷量 Q_{bd} は酸化膜厚により変化するが、酸化膜厚が6 nmの Q_{bd} は10 C/ cm^2 であるので、そのときのアンテナ比は125 k倍である。プラズマフラッドガンの性能は、125 k倍以上のアンテナ比のMOSキャパシタを用いれば、比較することができる。

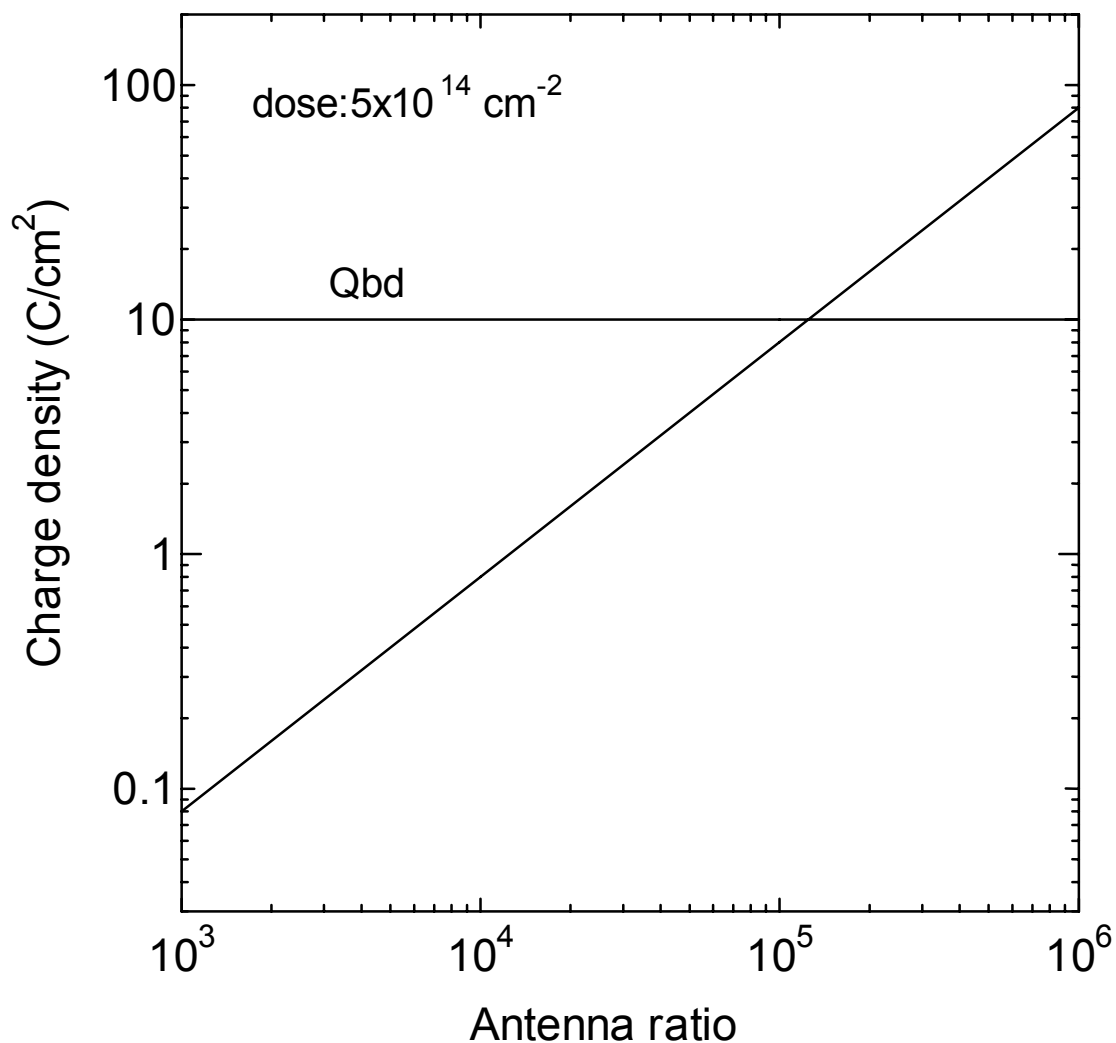


図 7-7. アンテナ比に対するイオンビームの電荷による電荷密度

7-2-3. フィラメント型と高周波型PFGの帯電緩和性能の比較

フィラメント型と高周波型PFGの帯電緩和性能を比較するため、イオンビーム P^+ 70 keV、1.0 mAのイオンビーム条件で、ドーズ量 $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ の注入を行った。表7-1の運転条件でTEG注入を行い、歩留まりの評価を行った。歩留まりは300 mmウェーハの中に139個のアンテナ付きMOSキャパシタTEGが注入により生存した割合を表している。たとえば、139個すべて生存しているときは、歩留まり100%であり、すべて破壊され

表 7-1. フィラメント型および高周波型 PFG の TEG 評価に用いた運転条件

			Implant condition P ⁺ 70 keV 1 mA 5 × 10 ¹⁴ cm ⁻²				
			PFG				
			Under flood	Standard		Over flood	
Filament type	Gas flow	(ccm)	0.2				
	Arc voltage	(V)	15				
	Arc current	(A)	0.25	0.50	1.0	2.0	4.0
	Coil current	(A)	20				
	PFG current	(mA)	0.58	0.78	1.12	1.69	2.09
RF type	Gas flow	(ccm)	0.25				
	RF power	(W)	120				
	Extraction	(V)	-1.0	-3.0	-5.0	-7.0	-10.0
	PFG current	(mA)	1.14	1.79	2.54	3.12	4.43

たときは歩留まり0%になる。

標準のPFG運転条件に対して、フィラメント型ではアーク電流を変化、高周波型PFGでは引き出し電圧を変化してPFG電流を調整し、PFG電流を調整している。中電流イオン注入装置EXCEED2300Hを用いて評価した。PFG電流が0 mAのときは、PFGを使用せず、イオン注入のみを行ったときの結果を表している。

図7-8は、フィラメント型および高周波型のPFG電流に対する帯電TEGの歩留まりを表している。300 mmウェーハの面内に合計139個のMOS型キャパシタがあり、注入後それぞれ電圧を印加し、1 μAの電流が流れる電圧を測定し、その値が6 V未満であるときは不良品、6 V以上は良品として判断し、良品の割合を歩留まりとして表している。

図中フィラメント型PFGによる歩留まりの変化は、100 kのアンテナ比では歩留まりが殆ど100%であるのに対して、300 k、1 Mのアンテナ比では歩留まりがそれぞれ最大で90%、60%となっている。アンテナ比が大きいほど歩留まりが落ちていることから、イオン注入時の電荷蓄積により静電破壊が起きている。PFG電流の変化とともに歩留まりに最適値が存在する。PFG電流が0.7 mA付近に歩留まりが高い。PFG電流が0.7 mAより少ないときは、イオンビームの正の電荷で静電破壊を起こしているのに対して、PFG電流が0.7 mAより大きいときは、電子の負電荷により静電破壊が発生していると

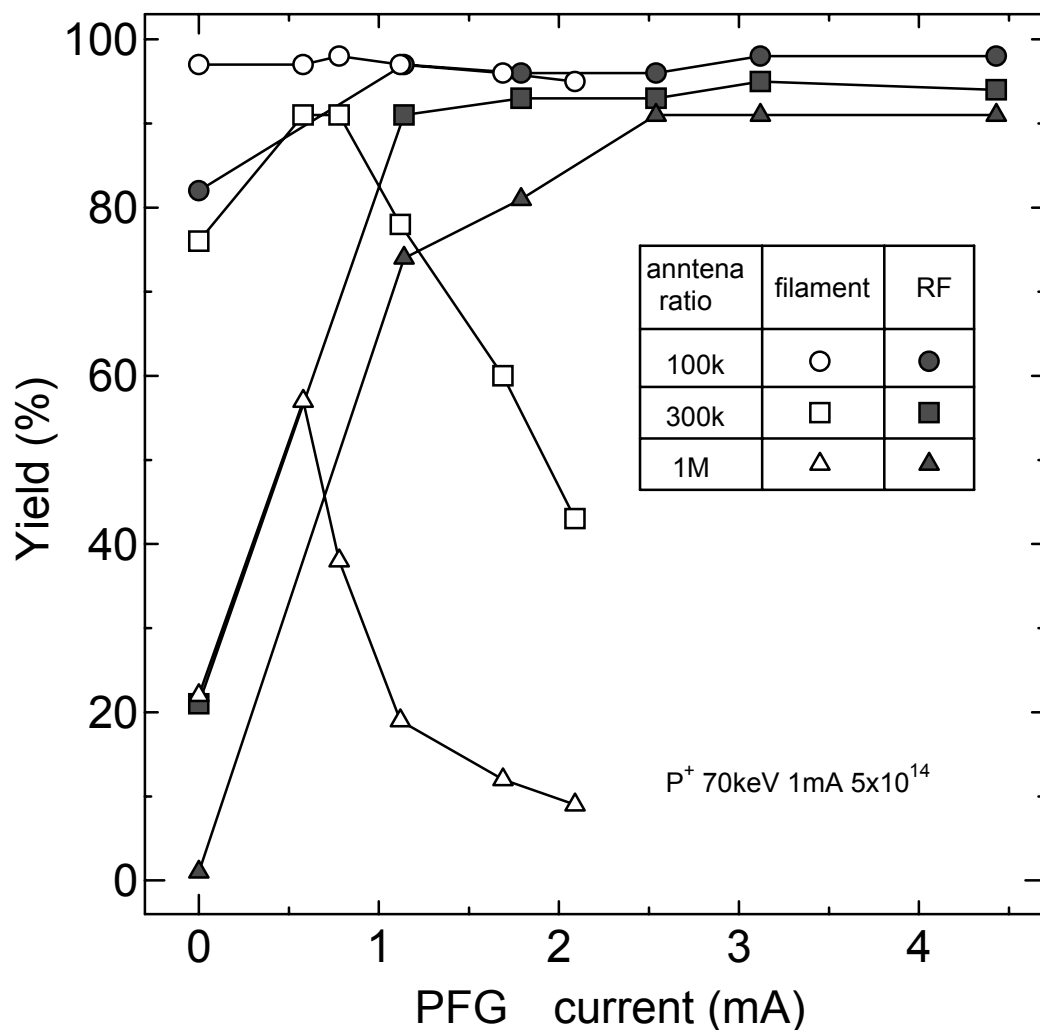


図 7-8. フィラメント型 PFG および高周波型 PFG の PFG 電流に対する帯電 TEG の歩留まり

考えられる。フィラメント型PFGの電子のエネルギーが6 Vより高い成分を含んでいるものと考えられる。

高周波型PFGではフィラメント型PFGと同じように、アンテナ比が大きいほど歩留まりは小さくなる。たとえばPFG電流が1.14 mAのときはアンテナ比100 kのときはほぼ100%、アンテナ比300 k のときは90%、1 Mのときは70%とアンテナ比が大きいほど歩留まりは小さくなっている。PFG電流1.14 mAのときは電子が不足し、正の電荷で静電破壊が発生している。PFG電流が1.79 mAより多いときは、フィラメント型PFGとは違い歩留まりが100%に近づいていることが解る。これはPFGからの電子の供給が過剰で

あっても、電子のエネルギーが6 Vに比べ低いため、負の電荷による静電破壊が発生していないためである。

高周波型PFGは、PFG電流を引き出し電圧により調整していることから、引き出し電圧が-10 Vと高くなっても電子のエネルギーはMOSアンテナキャパシタに用いているゲート酸化膜の耐電圧6 V以下になっていないことが解る。一方、フィラメント型PFGについては、アーク電流を増加することで、電子のエネルギーが高くなりゲート酸化膜にかかる電圧が高くなり酸化膜が劣化したものと解釈できる。

横磁場型の高周波型PFGを用いることで、PFGから放出する電子量が十分に得ることができ、酸化膜の耐圧に比べて十分低いエネルギーにすることが可能となった。

高周波型PFGを用いたときアンテナ比を1 Mとしたときの300 mmウェーハ面内の静

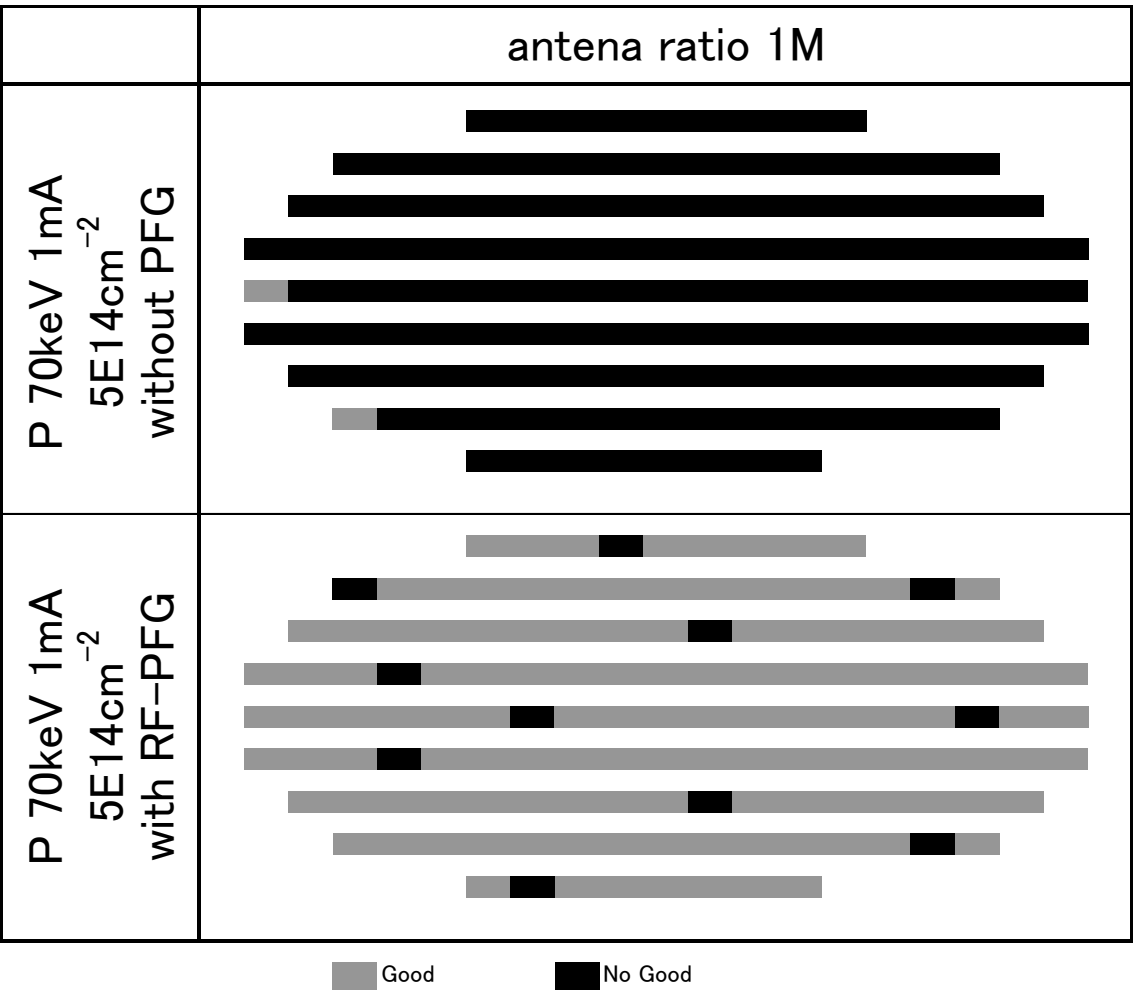


図 7-9. 帯電測定用 TEG の注入不良の面内分布

電破壊TEGの分布マップを図7-9に示す。高周波型PFGを使用しないときおよび高周波型PFGを使用したときの300 mm面内のTEGの結果を表している。PFGを使わずイオン注入のみだと、殆どのTEGが破壊されているのに対して、PFGの使用により殆どのTEGが良品になっていることが解る。

300 mmのウェーハ全面にわたる帯電中和が高周波型PFGを用いることで解決されることが確認された。

7-3. まとめ

半導体製造装置の一つである、中電流イオン注入装置に搭載するための高周波型PFGの開発を行った。従来のフィラメント型PFGではフィラメントによる重金属汚染の問題があるため、高周波放電を用いた。低エネルギー電子を300 mmにわたり引き出すため、横磁場を用いたマイクロ波プラズマ電子源を用いた。

PFGに要求される、イオンビームとほぼ同等の電子量、トランジスタのゲート酸化膜の耐電圧に見合った低い電子のエネルギー、および300 mmウェーハ全面にわたり中和できる性能が必要となるが、これらすべて仕様を満足することを確認した。また、従来用いているフィラメント型PFGに比べて電子のエネルギーを小さくすることに成功した。高周波型PFGは、重金属汚染量・電子のエネルギーなどの性能において、現在のLSI製造プロセスに対応した特性を持つことが解り、トランジスタサイズが45 nmを製造している現在の半導体工場の生産ラインに製品として運用されている。

参考文献

- [1] W. Lukaszek, W. Dixon, E. Quek, W. Weisenberger, S. Ho, "Charging Studies Using the CHARM2 Wafer Surface Charging Monitor," Nucl. Instrum. Meth., B74 (1993) 301.
- [2] 福本吉人, 住江伸吾, 神戸製鋼技報, Vol52, No2 (2002) 83.
- [3] M. Current, J. Shi, J. Liu, Y. Chan, L. Larson, N. Tripsas, W. Lukaszek, IIT96, Austin, IEEE, Cat. No. 96EX8182 (1997) 61.
- [4] M. Tanjyo, S. Sakai, T. Ikejiri, K. Nakao, and T. Nagayama, 2000 International Conference on Ion Implantation Technology Proceedings, Alpbach, Austria, IEEE Cat. No. 00EX432 (2000) 588.
- [5] 中村守孝: “半導体プロセスにおけるチャージング・ダメージ”, リアライズ社, 東京 (1996).
- [6] 味岡恒夫, 池野昌彦, 籾本周邦: ” ULSI製造における汚染の実態”, リアライズ社, 東京 (1997).
- [7] 大木正路, 高電圧工学, 槇書店, 東京 (1982).

第8章 研究のまとめと展望

半導体集積回路の高集積化とともに、不純物導入技術のイオン注入においても、日々の進歩に対応した装置開発が要求される。トランジスタの微細化にともないpn接合が浅くなると同時に、シリコンウェーハの大口径化により、低エネルギー大電流のイオンの発生および輸送技術により、大面積のシリコンウェーハにイオン注入が可能となるような開発が必要となる。

また、イオン注入時の電荷蓄積を補償するための機構、プラズマフラッドガンの低エネルギー電子の供給技術もトランジスタの微細化に対応した開発が必要となる。

これらに用いられるプラズマ荷電粒子源については、トランジスタの微細化にともない高純度化が必要条件であり、金属汚染源の無い高周波放電が実現する手段である。本研究では高周波プラズマ型荷電粒子源を用い、これらの要求を満たすべく研究を行っており、以下に本研究の成果をまとめる。

8-1. 本論文の結果のまとめ

第1章では高周波プラズマ型荷電粒子源の研究についての背景について述べた。

半導体デバイスの微細化、高集積化にともない、一つのトランジスタのサイズが数十nmオーダーになると同時に、トランジスタのpn接合が浅くなる。さらに生産性の観点からシリコンウェーハが現状300 mmへ大口径化し、さらに450 mmへと大きくなろうとしている。トランジスタのpn接合を形成するプロセスがイオン注入工程であるが、これらの要求を満たすためには、低エネルギーで大電流のイオンビームが輸送できるイオン注入装置が必要となることを示した。これらを実現するために、従来のイオン源、質量分析といったビームラインを用いたイオン注入の代わりに、必要なイオンのみをプラズマ中で生成し、大面積のイオンビームをイオン源から引き出すイオン注入装置の提案を行った。

さらにイオン注入装置のシリコンウェーハ近傍には、イオンビームと同時に輸送される正電荷を中和するため、電子を供給するプラズマフラッドガンが設置されている。電荷蓄積により絶縁物の絶縁破壊が発生するが、トランジスタの中で最も絶縁破壊しやすい部分がゲート酸化膜である。半導体デバイスの微細化により、ゲート酸化膜の膜厚が薄くなり、トランジスタサイズが130 nmデバイス以降では3 nmである。ゲート酸化膜を絶縁破壊すること無く、イオン注入を行うためには、プラズマフラッドガンが必要であり、如何に低エネルギーの電子をイオンビームに見合った電子量を大面積に供給するかが必要となることを示した。

これら二つのイオン注入技術に対する要求事項については、半導体デバイスの微

細化、高集積化に対応したものであり、重金属汚染が無い状態を作る必要がある。イオン源、プラズマフラッドガンといった、荷電粒子源はプラズマを生成するが、通常はタングステンなどの重金属を用いた陰極を用いている。陰極を持たない高周波放電を用いることで、重金属汚染の無いプラズマ形成が可能となることを示した。

第2章では半導体材料ガスと用いられる水素希釈のジボラン、フォスフィンおよびアルシンの電子衝撃電離についての研究を行った。四重極分析器を用いて、電子のエネルギーを変えたときのイオン化について測定を行った。四重極分析器を用いてジボラン・フォスフィン・アルシン・水素および酸素の電子衝突電離断面積について測定を行った。

ジボランイオンのイオン化エネルギーは12.5 eV、フォスフィンイオンのイオン化エネルギーは11.5 eV、アルシンイオンのイオン化エネルギーは12.5 eVであることが解り、それぞれの水素イオンの生成するエネルギーはジボランでは18.5 eV、フォスフィンでは18.5 eV、およびアルシンでは16.5 eVである。水素希釈ジボランプラズマでは、プラズマ中の電子のエネルギーを12.5 eV～18.5 eVに制御することで、水素希釈フォスフィンプラズマでは、電子のエネルギーを11.5 eVから18.5 eVの間に、さらに水素希釈アルシンプラズマでは、電子のエネルギーが12.5 eVから16.5 eVに制御することで、水素イオンは生成せず、目的とするドーパントイオン100%のプラズマ生成が可能であることと示した。

また、高周波プラズマのプラズマ中のイオン種成分の測定を目的として、E×Bフィルタを紹介した。さらに、高周波プラズマ中の電子の最大加速エネルギーをシース電圧の測定、プラズマ中の電子測定をプローブにより、電子エネルギー分布を交流重畳法で測定できることを述べた。

第3章では低エネルギー、大電流イオン注入装置を実現するため、質量分離機能を備えたイオン源により、大面積のイオンビームをウェーハに直接注入できる、大面積イオン源の開発を行った。

プラズマ中の電子の最大加速エネルギーが、イオン種の生成と関係のあることが解った。電子の最大加速エネルギーは、高周波周波数、高周波電力、およびガス流量により調整することができる。高周波周波数を13.56 MHzから100 MHzと高くすると電子の最大加速エネルギーは低くなり、高周波電力を大きくする、ガス流量を少なくするほど、電子の最大加速エネルギーは高くなることが解った。

容量型高周波イオン源では最大加速エネルギーを有した電子は、プラズマチャンバー蓋の内壁と高周波放電で生成したプラズマとの間のシース中に現われる。半導体材料用のガスには水素化合物あるいは水素ガス希釈を用いているが、プラズマを生成すると水素イオンが発生する。水素イオンはイオン注入では不要なイオンであるので、できるだけ少なくする必要がある。シース部の電圧を水素のイオン化しきい値電圧に近づけることにより、水素イオンの生成量を調整することが可能となった。高周波周

波数・高周波投入電力およびガス流量を調整することで、その水素イオンの生成比を1%にすることに成功した。

第4章ではカスプ磁場構造の高周波イオン源を用いて、プラズマ中のイオン種制御を行った。100 MHz高周波放電のときは、カスプ磁場の磁場強度を調整することで、水素希釈ジボランプラズマの水素イオン成分を1%にまで少なくすることができた。また水素希釈アルシンプラズマのときも水素イオン成分がおおよそ1%台になることが解った。これはプラズマ中の電子の最大加速エネルギーを小さくすることで実現できていることがシミュレーションでも確認できた。

さらに水素イオン成分比を小さくするために、500 MHz高周波放電を用いた。500 MHz高周波プラズマは、プラズマ中の電子の最大加速エネルギーがジボランプラズマでは20 eV、フォスフィンプラズマでは10数eVになっており、電子衝突電離により解離した水素イオンの生成の電子エネルギーとほぼ同じであることが解った。これにより、水素希釈ジボランプラズマ中の水素イオンの成分比を0.1%、水素希釈フォスフィンプラズマ中の水素イオンの成分比を0.1%、約一桁100 MHz高周波放電に比べて小さい成分比に少なくすることに成功した。プラズマ中の電子の最大加速エネルギーを制御することで、水素イオン生成が無くなり、目的とするイオン種をほぼ99.9%にすることができた。

第5章では大面積イオンビームの面内均一性(ビームプロファイル)を制御するため、500 MHz高周波プラズマ源の開発を行った。有限差分時間領域法FDTD法を用いることで、電磁波の伝播の周波数とプラズマチャンバーの大きさとの関係を導き出した。半波長と同じ長さの制御板をプラズマチャンバーの蓋とシールド板との間に、上下2箇所、左右4箇所の計6箇所設けた。FDTD法で制御板による電磁波のプラズマチャンバーへの伝播をシミュレーションして、面内均一性の制御が可能であることを示した。入射口の開口を制御することで、プラズマチャンバー内に入り込む電磁波の電力量を調整した結果、プラズマチャンバー内のプラズマの空間密度を四方から制御することに成功した。6箇所の制御板を調整することで、面内分布を2%以下にすることができた。これは液晶用イオン注入装置では面内分布が十分小さい均一性を示しており、大面積イオン注入装置の面内分布制御に用いることが可能となった。

第6章では半導体製造用イオン注入装置のウェーハ帯電中和を目的としたプラズマフラッドガンとして、マイクロ波を用いた高周波プラズマ型電子源を用いた。これにより、フィラメントが無くなり重金属汚染の心配が無くなる。さらに、プラズマ荷電粒子源から放出する電子のエネルギーを小さくするため、磁場の向きがプラズマから放出する電子と直交する、横磁場型プラズマ電子源を用いることで、放出電子のエネルギーが数eVまでにすることに成功した。

第7章では中電流イオン注入装置に搭載するための高周波プラズマ型PFGの開発を行った。低エネルギー電子を300 mmにわたり引き出すため、横磁場を用いたマイク

ロ波プラズマ電子源を用いた。PFGに要求される、イオンビームとほぼ同等の電子量、トランジスタのゲート酸化膜の耐電圧に見合った低い電子のエネルギー、および300 mmウェーハ全面にわたり中和できる性能が必要となるが、これらすべて仕様を満足することを確認した。また、従来用いているフィラメント型PFGに比べて電子のエネルギーを小さくすることに成功した。高周波型PFGは、重金属汚染量・電子のエネルギーなどの性能において、現在のLSI製造プロセスに対応した特性を持つことが解り、実際に現在トランジスタサイズが45 nmを製造している、半導体工場の生産ラインに製品として運用されている。

8-2. 今後の展望

半導体の製造技術は日々進歩しており、さらなる微細化、高集積化が行われている。また、シリコンウェーハのサイズも大口径化が進む。2007年版ITRSのロードマップでは、2012年には22 nmのトランジスタサイズになり、450 mmシリコンウェーハでの製造が予想されている。

半導体製造に用いるイオン注入プロセスも、デバイスサイズが22 nmと小さくなることで、接合の深さも浅くなり、トランジスタへ埋め込むキャリアの量も限られてくることから、さらなる低エネルギーのイオンビームおよび均一性が求められ、大面積への注入およびビーム電流増加が求められる。当然のことながら、重金属汚染についても限りなくゼロを目指す必要がある。

本研究で行われた、低エネルギー、大電流、大面積荷電粒子源については、次世代半導体の要求を解決する手段であり、今後の応用が期待される。それとともに、マイクロ波を用いたプラズマフラッドガンについては、イオン注入装置には欠かせない要素の一つになっている。

本研究に関する発表

学術論文とプロシーディング（査読付）

- (1) Shigeki Sakai, Masato Takahashi, Masayasu Tanjyo, Koji Matsuda: “Development of an ion source for the low energy ion implantation”, Mat. Chem. Phys. 54 (1998) 44.
- (2) Shigeki Sakai, Masato Takahashi, Masayasu Tanjyo: “Hydrogen Free Diborane Ion Source Using 500MHz RF Discharge”, 1998 International Conference on Ion Implantation Technology Proceedings, Kyoto, Japan, IEEE Cat. No. 98EX144 (1998) 1250.
- (3) Shigeki Sakai, Masato Takahashi, Masayasu Tanjyo: “Change of Diborane ion species depending on the magnitude of magnetic field using 100MHz very high frequency discharge”, Rev. Sci. Instrum. 71, No.2, (2000) 960.
- (4) Shigeki Sakai, Masato Takahashi, Masayasu Tanjyo: “Profile control of the large area ribbon beam ion source using 500MHz ultrahigh frequency discharge”, Rev. Sci. Instrum. 71, No2 (2000) 958.
- (5) Shigeki Sakai, Nariaki Hamamoto, Tadashi Ikejiri and Masayasu Tanjyo: “A Low Energy Plasma Flood Gun Using RF Plasma formation”, 2000 International Conference on Ion Implantation Technology Proceedings, Alpbach, Austria, IEEE Cat. No. 00EX432 (2000) 592.
- (6) Nariaki Hamamoto, Shigeki Sakai, Tadashi Ikejiri and Masayasu Tanjyo: “Performance of RF Plasma Flood Gun for Medium Current Implanter”, 2002 International Conference on Ion Implantation Technology Proceedings, Taos, USA, IEEE Cat. No. 02EX505 (2002) 307.
- (7) Masayasu Tanjyo, Shigeki Sakai, Masato Takahashi: “RF ion source for low energy ion implantation - beam profile control of a large-area ion source using 500-MHz discharge”, Surf. Coat. Tech., 136 (2001) 281.

プロシーディング

- (1) 酒井 滋樹, 高橋 正人, 青木 正彦, 山原 登, 丹上 正安, 松田 耕自: “極浅接合形成用イオン注入装置の開発”, 半導体・集積回路技術シンポジウム講演論文集 52 (1997) 177.
- (2) 酒井 滋樹, 高橋 正人, 丹上 正安: “ジボラン分子イオン生成時のプラズマ状態と分子イオンとの関係”, 第6回粒子線の先端的应用技術に関するシンポジウム (1996).
- (3) 酒井 滋樹, 高橋 正人, 丹上 正安: “500MHz高周波放電によるジボランイオン源の開発”, 第7回粒子線の先端的应用技術に関するシンポジウム (1997) 23.
- (4) 酒井 滋樹, 高橋 正人, 丹上 正安: “カスプ磁場強度による100MHz高周波放電の変化”, 第7回粒子線の先端的应用技術に関するシンポジウム (1997) 51.
- (5) 酒井 滋樹, 高橋 正人, 丹上 正安: “500MHz高周波放電によるフォスフィンイオン源の開発”, 第8回粒子線の先端的应用技術に関するシンポジウム (1998) 27.
- (6) 酒井 滋樹, 高橋 正人, 丹上 正安: “500MHz高周波放電によるビームプロファイル制御”, 第9回粒子線の先端的应用技術に関するシンポジウム (1999).
- (7) 横田 勝弘, 西村 英敏, 寺田 耕一郎, 酒井 滋樹, 丹上 正安, 高野 弘道, 平井 清人, 熊谷 正夫: “ジボランイオン注入によってシリコンに添加されたボロンの活性化”, 電子情報通信学会技術研究報告 シリコン材料・デバイス 97(446) (1997) 21.
- (8) 横田 勝弘, 西村 英敏, 寺田 耕一郎, 中村 和広, 酒井 滋樹, 丹上 正安, 高野 弘道, 熊谷 正夫: “シリコンへのジボランイオン注入における水素分子イオンのボロン分布への影響”, 電子情報通信学会技術研究報告 シリコン材料・デバイス 98(445) (1998) 89.

- (9) Katsuhiro Yokota, Kazuhiro Nakamura, Hidetoshi Nishimura, Kouichiro Terada, Shigeki Sakai, Masayasu Tanjou, Hiromichi Takano and Masao Kumagaya: “Distribution Profiles of B Atoms in Diborane Implanted Silicon Prepared Using an Ion Implanter without Mass Filters”, Jpn. J. Appl. Phys. 38 (1999) 4953.
- (10) Katsuhiro Yokota, Kouichiro Terada, Hidetoshi Nishimura, Kazuhiro Nakamura, Shigeki Sakai, Masayasu Tanjou, Hiromichi Takano and Masao Kumagaya: “Formation of Shallow P-Type Layers by Dual-Implantation of Boron and Hydrogen Ions”, 1998 International Conference on Ion Implantation Technology Proceedings, Kyoto, Japan, IEEE Cat. No. 98EX144 (1998) 91.
- (11) Katsuhiro Yokota, Syuusaku Nakase, Kazuhiro Nakamura, Fumiyoshi Miyashita, Masayasu Tanjou, Shigeki Sakai, Hiromichi Takano: “Diminution of the activity of B atoms by H-induced defects in H_2 and B_2H_6 co-implanted Si”, Eur. Phys. J. Appl. Phys. 27 (2004) 129.

国内学会講演会

- (1) 酒井 滋樹, 高橋 正人, 丹上 正安: “100MHz高周波放電による水素レスジボランイオン源の開発”, 応用物理学会学術講演会講演予稿集 58(2) (1997) 650.
- (2) 西村 英敏, 横田 勝弘, 丹上 正安, 酒井 滋樹, 高野 弘道, 熊谷 正夫, 平井 清人: “ B_2H_6 分子イオン注入”, 応用物理学会学術講演会講演予稿集 58(2), 785 (1997) 1002.
- (3) 寺田 耕一郎, 横田 勝弘, 丹上 正安, 酒井 滋樹, 高野 弘道, 熊谷 正夫, 平井 清人: “シリコンにイオン注入されたボロンの活性化における水素イオン注入の効果”, 応用物理学会学術講演会講演予稿集 58(2) (1997) 786.
- (4) 酒井 滋樹, 高橋 正人, 丹上 正安: “500MHz高周波放電による水素レスジボランイオン源の開発”, 応用物理学関係連合講演会講演予稿集 45(2) (1998) 681.

- (5) 西村 英敏, 横田 勝弘, 丹上 正安, 酒井 滋樹, 高野 弘道, 熊谷 正夫: “ジボランイオン注入によってシリコンに添加されたボロンの活性化”, 応用物理学関係連合講演会講演予稿集 45(2) (1998),749.
- (6) 酒井 滋樹, 高橋 正人, 丹上 正安: “500MHz高周波放電によるフォスフィンイオン源の開発”, 応用物理学会学術講演会講演予稿集 59(2) (1998) 615.
- (7) 西村 英敏, 中村 和広, 横田 勝弘, 丹上 正安, 酒井 滋樹: “ジボランイオン注入によってシリコンに添加されたボロンの活性化(II)”, 応用物理学会学術講演会講演予稿集 59(2) (1998) 663.
- (8) 寺田 耕一郎, 中村 和広, 横田 勝弘, 丹上 正安, 酒井 滋樹: “シリコンにイオン注入されたボロンの活性化における水素イオン注入の効果(III)”, 応用物理学会学術講演会講演予稿集 59(2) (1998) 663.
- (9) 西村 英敏, 中村 和広, 横田 勝弘, 丹上 正安, 酒井 滋樹, 高野 弘道, 熊谷 正夫: “ジボランイオン注入によってシリコンに添加されたボロンの活性化(IV)”, 応用物理学関係連合講演会講演予稿集 46(2) (1999) 830.